

SÉRIE A,
N° 2330
N° D'ORDRE :
3402

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

LÉOPOLD VIGNERON

Ancien Élève de l'École Normale Supérieure
Agrége des Sciences physiques

- 1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES PHÉNOMÈNES NUCLÉAIRES PAR LA MÉTHODE
DES TRACES AUTOGRAPHIÉES DANS LES ÉMULSIONS PHOTOGRAPHIQUES
- 2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 26 mars 1952 devant la Commission d'examen.

M^{me} JOLIOT-CURIE, *Président.*
MM. E. BAUER, } *Examineurs.*
AUDUBERT }

PARIS

GAUTHIER-VILLARS, ÉDITEUR-IMPRIMEUR-LIBRAIRE

Quai des Grands-Augustins, 55

1953

SÉRIE A,
N° 2330
N° D'ORDRE :
3402

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

LÉOPOLD VIGNERON

Ancien Élève de l'École Normale Supérieure
Agréé des Sciences physiques

1^{re} THÈSE. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES PHÉNOMÈNES NUCLÉAIRES PAR LA MÉTHODE
DES TRACES AUTOGRAPHIÉES DANS LES ÉMULSIONS PHOTOGRAPHIQUES.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 26 mars 1952 devant la Commission d'examen.

M^{me} JOLIOT-CURIE, *Président.*
MM. E. BAUER, }
AUDUBERT } *Examineurs.*

PARIS

GAUTHIER-VILLARS, ÉDITEUR-IMPRIMEUR-LIBRAIRE

Quai des Grands-Augustins, 55

1953

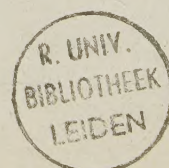
FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen..... M. A. CHATELET.

PROFESSEURS

G. JULIA.....	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	M ^{lle} COUSIN.....	T	Biologie animale (P. C. B.).
A. DENJOY.....	T	Théorie des fonctions.	CHRÉTIEN.....	T	Chimie minérale.
L. LUTAUD.....	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	P. DRACH.....	T	Zoologie.
E. DARMOIS.....	T	Enseignement de Physique.	KASTLER.....	T	Physique.
ROBERT LÉVY.....	T	Physiologie comparée.	CHATELET.....	T	Arithmétique et théorie des nombres.
M ^{me} RAMART-LUCAS	T	Chimie organique.	EPHRUSSI.....	T	Génétique.
FOCH.....	T	Mécanique physique et expérimentale.	WURMSER.....	T	Biologie physico-chimique.
PAUTHENIER.....	T	Électrotechnique générale.	BAUER.....	T	Chimie-Physique.
DE BROGLIE.....	T	Théories physiques.	RIVIERE.....		Géologie (P. C. B.).
JOB.....	T	Chimie générale.	GAUTHERET.....	T	Biologie végétale (P. C. B.).
PRENANT.....	T	Anatomie et Histologie comparées.	LUCAS.....	T	Physique.
COMBES.....	T	Physiologie végétale.	A. THOMAS.....	T	Évolution des êtres organisés.
GARNIER.....	T	Géométrie supérieure.	ARNULF.....		Optique appliquée.
PÉRES.....	T	Mécanique des fluides et applications.	MAX MORAND.....		Physique.
LAUGIER.....	T	Physiologie générale.	SOLEILLET.....		Physique.
TOUSSAINT.....	T	Technique aéronautique.	FORTIER.....	T	Mécanique expérimentale des fluides.
M. CURIE.....	T	Physique (P. C. B.).	DANJON.....	T	Astronomie.
G. RIBAUD.....	T	Hautes températures.	FROMAGEOT.....	T	Chimie biologique.
CHAZY.....	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	LAPORTE.....	T	Physique générale et Radio-activité.
CROZE.....	T	Physique théorique et Physique céleste.	JANET.....	T	Mathématiques générales.
DUPONT.....	T	Théories chimiques.	PETIT.....	T	Biologie maritime.
VALIRON.....	T	Calcul différentiel et Calcul intégral.	QUENEY.....	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
BARRABÉ.....	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	GALLIEN.....	T	Biologie animale (P. C. B.).
VAVON.....	T	Analyse et mesures chimiques.	EICHHORN.....		Biologie végétale (P. C. B.).
G. DARMOIS.....	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	DE CUGNAC.....		Biologie végétale (P. C. B.).
JACQUES BOURCART	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	M ^{lle} CAUCHOIS.....	T	Chimie-Physique.
AUBEL.....	T	Chimie biologique.	THELLIER.....		Physique du Globe.
M ^{me} JOLIO-CURIE.	T	Physique générale et Radio-activité.	AUDUBERT.....		Électrochimie.
PLANTEFOL.....	T	Botanique.	L'HÉRITIER.....		Génétique.
CABANNES.....	T	Recherches physiques.	GRIVET.....	T	Radioélectricité.
GRASSÉ.....	T	Évolution des êtres organisés.	PONCIN.....		Mécanique des fluides.
PRÉVOST.....	T	Chimie organique.	THIRY.....	T	Mécanique appliquée.
BOULIGAND.....	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	DUBREIL.....		Mathématiques générales.
CHAUDRON.....	T	Chimie appliquée.	QUELET.....		Chimie (P. C. B.).
WYART.....	T	Minéralogie.	CAGNIARD.....		Géophysique appliquée.
TEISSIER.....	T	Zoologie.	CHAMPETIER.....		Chimie appliquée.
MANGENOT.....	T	Biologie végétale.	CUVILLIER.....		Géologie structurale et Géologie appliquée.
P. AUGER.....	T	Physique quantique et relativité.	JUNG.....	T	Pétrographie.
MONNIER.....		Physiologie générale.	TRILLAT.....		Physique (P. C. B.).
PIVETEAU.....	T	Géologie.	WIEMANN.....		Chimie (P. C. B.).
ROCARD.....	T	Physique.	LICHNEROWICZ.....		Mathématiques générales.
H. CARTAN.....	T	Mathématiques (E. N. Supérieures).	JACQUINOT.....	T	Physique (P. C. B.).
SCHAEFFER.....	T	Physiologie des fonctions.	VASSY.....		Physique de l'atmosphère.
LAFFITTE.....	T	Chimie générale.	DESTOUCHES.....		Théories physiques.
FAVARD.....	T	Mécanique générale.	M. PRUVOST.....	T	Géologie.
COULOMB.....	T	Physique du Globe.	AMIEL.....		Chimie (P. C. B.).
			HOCART.....		Minéralogie.
			MACHEBOEUF.....		Microbiologie.
			J.-P. MATHIEU.....		Physique (P. C. B.).
			COUTEAUX.....		Biologie animale (P. C. B.).
			MAY.....		Biologie animale (P. C. B.).
			CHOQUET.....		Calcul différentiel.
			FELDMANN.....		Biologie (P. C. B.).
			GUINIER.....		Physique (P. C. B.).
			JOST.....		Biologie (P. C. B.).

Secrétaire..... Ch. MONIER.



EN SOUVENIR DE MON FRÈRE

RENÉ VIGNERON

ANCIEN ÉLÈVE DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE
OFFICIER D'ACTIVE DE L'ARMÉE FRANÇAISE

*Livré aux Allemands par trahison,
Torturé et mort d'épuisement au camp de déportation allemand
de Dora.*

ET DE MON AMI

JACQUES SOLOMON

PHYSICIEN-THÉORICIEN

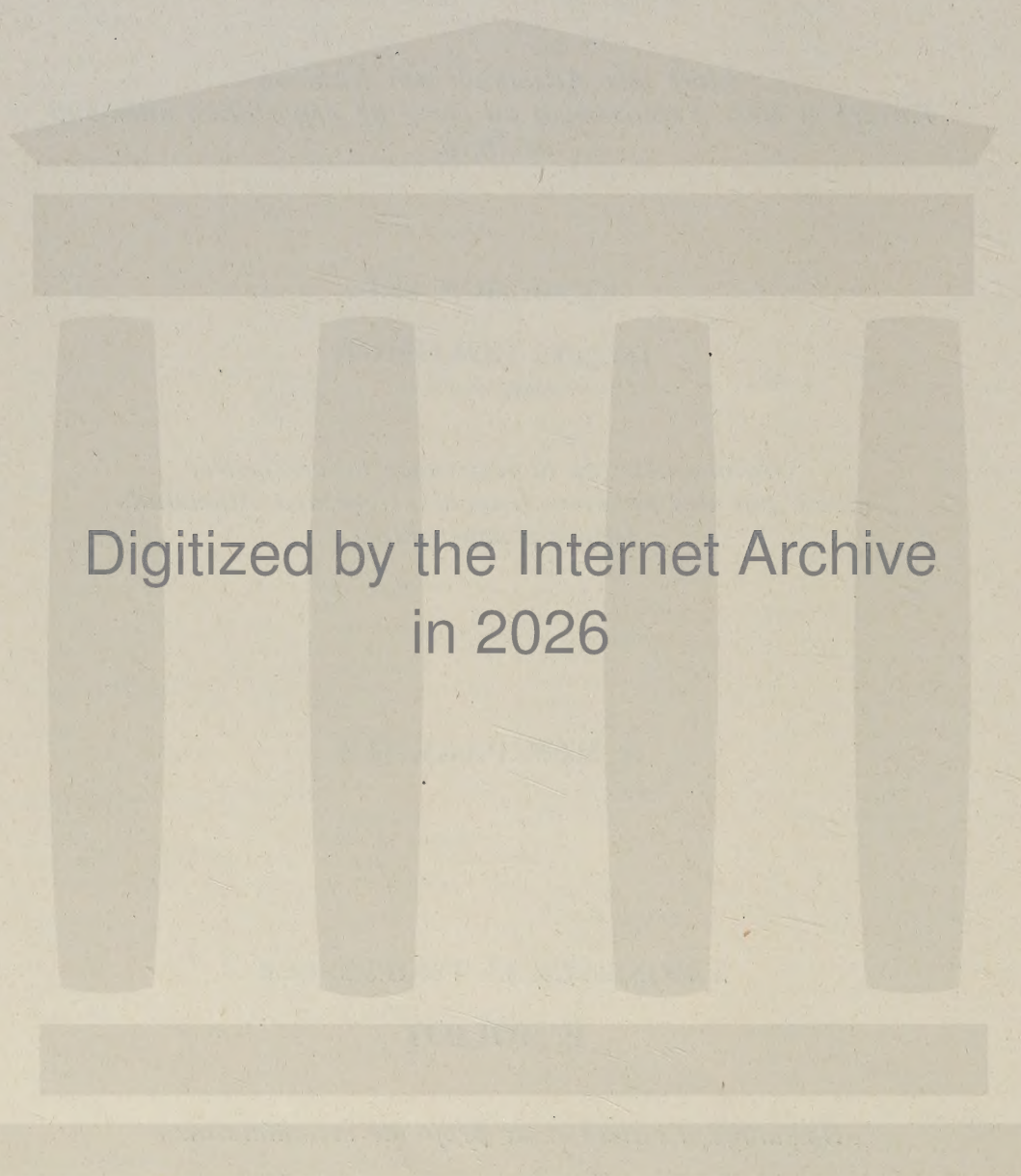
*Organisateur de la résistance universitaire,
arrêté par des policiers français, livré aux Allemands
fusillé comme otage.*

A MES PARENTS

A MONSIEUR LE PROFESSEUR

F. JOLIOT

Hommage d'estime et de profonde reconnaissance.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552216_0045

PREMIÈRE THÈSE

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES PHÉNOMÈNES NUCLÉAIRES PAR LA MÉTHODE DES TRACES AUTOGRAPHIÉES DANS LES ÉMULSIONS PHOTOGRAPHIQUES

SOMMAIRE ET TABLE DES MATIÈRES.

	Pages.
AVANT-PROPOS. — Emploi des émulsions photographiques pour la détection et l'étude des phénomènes nucléaires. Historique, résultats et possibilités.	
Les étapes successives de l'emploi des émulsions en physique nucléaire et cosmique sont mises en évidence. Les principales recherches techniques, les résultats scientifiques essentiels, les possibilités des émulsions, les procédés d'emploi sont décrits. 119 références bibliographiques permettent de se reporter aux articles originaux.....	3
Bibliographie de l'avant-propos.....	8
CHAPITRE I. — Emploi des émulsions photographiques à l'étude de la tripartition de l'uranium.	
La chambre à détente n'avait pas permis d'observer la tripartition de l'uranium, il est facile de montrer que l'emploi des émulsions fournissait une technique plus puissante. L'auteur a participé à la mise en évidence et à l'étude de ces phénomènes; des problèmes techniques liés à la recherche d'une précision plus grande et à la réduction des temps morts se sont trouvés soulevés.....	11
Bibliographie du chapitre I.....	12
CHAPITRE II. — Importance du facteur d'affaissement. Sa détermination.	
Les halogénures partant au fixage, l'émulsion « s'affaisse ». On montre que les figures initiales sont reconstituées par une affinité : conservation des projections « horizontales », multiplication des dimensions « verticales » par un facteur absolu, k .	
Un coefficient k' , lié à k , valable seulement pour un microscope donné est défini. On le détermine simplement pourvu que l'on mesure une centaine de rayons α de ThC' d'inclinaisons variées non précisées.	
Bien que cela ait été contesté, il est montré que k et k' sont indépendants de l'inclinaison des traces.....	13
Bibliographie du chapitre II.....	17
CHAPITRE III. — Calcul général de la relation parcours-énergie des particules dans les émulsions ou un milieu ralentisseur quelconque. Application numérique à l'émulsion Ilford C ₂ .	
Seule une formule à bases théoriques permet d'extrapoler la relation parcours-énergie au delà du domaine des déterminations expérimentales; des calculs antérieurs de l'auteur sont repris et améliorés.	

Pour $E < 1$ MeV, les mesures empiriques de Warsaw permettent d'obtenir la perte d'énergie. Pour des énergies supérieures, il est démontré qu'elle s'exprime théoriquement en fonction de deux paramètres a et ab , constants pour $E > 13$ MeV et dont la variation est calculable pour $13 \text{ MeV} > E > 1$ MeV. Des tables de fonctions auxiliaires sont calculées.

$R = f(E)$, pour un milieu ralentisseur quelconque s'obtient alors par intégration; trois points expérimentaux $R - E$ suffisent pour fournir les constantes nécessaires au calcul.

Une table $R = f(E)$ est calculée depuis $E = 0,1$ MeV jusque $E = 220$ MeV, dans le cas : émulsion Ilford C₂, protons. Des formules de transformation simples permettent de passer au cas des autres particules.

L'accord avec l'expérience est parfait.....	19
Bibliographie du chapitre III.....	33
REMERCIEMENTS.....	35

AVANT-PROPOS (*)

EMPLOI DES ÉMULSIONS PHOTOGRAPHIQUES POUR LA DETECTION ET L'ÉTUDE DES PHÉNOMÈNES NUCLÉAIRES. HISTORIQUE, RÉSULTATS ET POSSIBILITÉS. BIBLIOGRAPHIE

Au cours de plusieurs travaux de physique nucléaire, j'ai eu l'occasion d'employer les émulsions photographiques comme matériel d'expériences. Bien que je n'aie travaillé que sur quelques points particuliers, il m'a paru intéressant de considérer, d'une façon générale, comment et pourquoi la technique que j'utilisais s'est développée d'un mouvement de plus en plus rapide jusqu'à prendre une place essentielle dans tous les laboratoires de physique nucléaire ou d'étude du rayonnement cosmique.

Après des travaux qui se font au hasard, sans centre d'intérêt bien défini, et par suite lentement, une technique commence à se constituer. Une fois atteint ce point, elle permet d'obtenir des résultats scientifiques. Les utilisateurs pressent alors les techniciens de fournir le plus vite possible un matériel aux commodités et aux possibilités plus grandes. Cela étant réalisé, il en résulte de nouveaux progrès scientifiques.

Tel est, fréquemment, le schéma d'interaction entre une technique donnée et une science qui l'utilise. Il s'applique au cas qui nous intéresse. On peut toutefois noter ici un accident particulier : il semble bien que la mise au point de la chambre à détente ait, pour un temps assez long, détourné les physiciens de l'étude des traces des particules dans les émulsions.

1. Premiers travaux non coordonnés utilisant des émulsions quelconques. — La technique des émulsions, historiquement, a ouvert l'immense domaine des découvertes de radioactivité et de physique nucléaire. Vers 1895, la photographie était couramment utilisée dans le domaine artisanal et artistique, on l'employait déjà dans les laboratoires de physique pour détecter la lumière visible, les ultraviolets, les rayons X. En 1896, H. Becquerel, étudiant la fluorescence de diverses substances, constate l'action photographique globale des rayonnements émis par un sel d'urane [1] et commence par l'interpréter comme un phénomène de fluorescence. Il ne tarde pas à constater des modalités surprenantes de l'effet observé : un long séjour à l'obscurité n'atténue pas le phénomène [2] qui a lieu avec d'autres composés d'uranium, même des oxydes [3].

Dans leurs recherches ultérieures, les physiciens

font très vite appel à d'autres techniques de détection de la radioactivité.

1° Dès sa troisième note [3], Becquerel, concurremment avec la photographie, utilise l'étude de la décharge d'un électroscope, c'est-à-dire la mesure des courants d'ionisation. Il s'agit, là aussi, d'un effet global ; cependant, la technique électrique permet des mesures plus rapides, plus commodes, et surtout plus précises, elle se prête mieux à des comparaisons quantitatives qu'une mesure de noircissement global.

2° Le premier effet individuel des particules radioactives est observé, indépendamment, par Crookes [4] et par Elster et Geitel [5] qui constatent en 1903 les scintillations lumineuses produites par l'impact des α sur un écran fluorescent. Sur ce principe, Regener [6] construit, en 1908, le premier appareil de comptage de particules.

3° En 1908 également, Rutherford et Geiger [7] réalisent une sorte de compteur proportionnel, capable de déceler le passage d'une seule particule α ; un appareil automatique leur permet d'enregistrer jusque 1000 particules par minute [8]. En 1912, avec un compteur à pointe, où le passage d'une particule produit une avalanche (non proportionnelle) d'ions, Geiger [9] réalise le premier appareil permettant de compter individuellement les β .

Le caractère empirique de la photographie, dont le mécanisme intime est fort peu connu à l'époque, a contribué à jouer contre son emploi systématique pendant ces premières années de recherches sur la radioactivité. Pourtant, en 1909, Mügge [10], répandant sur une plaque du zircon thorié pulvérisé, observe des grains noirs alignés provenant des points où se trouvait un grain radioactif ; il attribue cet effet à la radioactivité, mais ne conclut pas qu'il est dû aux α . Kinoshita [11] montre qu'un seul α suffit à rendre développable un grain de AgBr, mais il opère par mesure du noircissement global. Reinganum [12], en 1911, puis Michl [13], en 1912, observent les files de grains d'argent développés ; dans l'émulsion utilisée par Michl, les traces d' α du polonium mesurent environ 23μ et contiennent environ 8 grains noirs.

Ces traces sont trop discontinues pour qu'on puisse les suivre avec sûreté, sans risque de confusion avec les grains spontanément développables (voile). Néanmoins, un pas décisif a été franchi : on est passé de l'effet de noircissement global au phénomène individuel détectant le passage d'une seule particule.

Logiquement, c'est l'instant où une « demande

(*) Avant-propos publié par ailleurs. Cf., *J. Physique Rad.*, 1953, 14, 121.

technique » pourrait survenir : essai des diverses émulsions du commerce et, si certaines conviennent mieux que d'autres, tentatives de préparer de meilleures émulsions. Le moindre succès, mettons 12 grains par trace au lieu de 8, encouragerait à continuer; une technique simple et extrêmement puissante est sur le point de naître.

Par exemple, en 1912, Marsden et Darwin [14] découvrent l'embranchement $\alpha\beta$ de ThC, la question des filiations radioactives est encore loin d'être élucidée, on ignore encore les embranchements de RaC et de AcC; on ne peut pas s'empêcher de penser qu'observer les étoiles de désintégrations α successives dans des émulsions, même médiocres, imprégnées d'actinium ou de radium aurait singulièrement aidé les physiciens.

Vus la minceur des couches d'émulsions et leur petit volume, il est possible que certains physiciens aient pensé qu'on n'y observerait que des phénomènes rares, longs à rechercher au microscope et tellement petits qu'on perdrait toute précision en essayant de les agrandir. Quelles qu'en soient les raisons, *un manque général d'intérêt retarde les progrès de l'émulsion photographique, en physique nucléaire, juste au moment où la mise au point de la chambre à détente vient attirer l'attention générale.*

Wilson étudie depuis longtemps la formation des ions dans une atmosphère sursaturée en vapeur d'eau; il entreprend, en 1911, d'appliquer des techniques qu'il connaît bien à l'observation des traces individuelles des rayons α et β [15]. En 1912, il publie [16] des photographies excellentes de ces traces, comparables à celles qu'on publie aujourd'hui. Ce résultat est contemporain de celui de Michl dans les émulsions qui, par comparaison, paraissent à la majorité des physiciens un instrument grossier et dérisoire : *ils sont détournés de s'y intéresser.*

2. Premiers travaux expérimentaux systématiques. Premières tentatives pour améliorer la qualité technique des émulsions. — Les émulsions ne sont guère employées dans les années qui suivent : il faut attendre 1925 pour que les premières traces de protons y soient observées par Blau [17], [18], qui retrouve [19], [20] les protons émis dans les réactions (α , C) et (α , Al) que Kirsh et Petterson [21] viennent de mettre en évidence par l'observation des scintillations.

Ce résultat prouve que les émulsions peuvent servir à quelque chose. Blau remarque qu'il y a une densité de grains plus faible sur les traces de protons que sur les traces des hélions, ce qui la conduit à tenter d'en savoir les raisons et à essayer d'améliorer la technique des émulsions.

En 1931-1932, Wambacher et Blau [22], [23] constatent que le jaune de pinacryptol, désensibilisateur des plaques panchromatiques, augmente le nombre des grains développés sur les traces de protons. Ce résultat paradoxal montre que les propriétés « optiques » et « nucléaires » des émulsions ne coïncident pas forcément : *donc, entreprendre l'étude d'émulsions spécialement adaptées à la physique nucléaire n'est pas perdre son temps.*

En 1935, Jdanov [24] et, indépendamment, Taylor [25], préparent des émulsions à grains fins

qui enregistrent les protons nettement mieux que les émulsions commerciales préparées pour l'optique.

L'émulsion commence à être employée de plus en plus, surtout dans les recherches cosmiques. Elle fournit plus de matériel expérimental que la chambre Wilson; son faible poids permet de l'employer avec des ballons sondes; sur une montagne où aucune installation de laboratoire n'existe, on peut laisser des plaques séjourner plusieurs semaines. C'est ainsi que Blau et Wambacher observent 12 étoiles de désintégration de noyaux par le rayonnement cosmique [26], présentant jusqu'à 9 traces ionisantes. A cette époque, la chambre de Wilson n'a permis d'observer qu'un seul cas comparable [27], et encore une étoile à trois branches seulement.

Pourtant beaucoup de physiciens nucléaires continuent à ne pas attribuer d'avenir à la méthode des émulsions; ainsi, en 1937, Livingston et Bethe [28], dans une revue d'ensemble des techniques et procédés expérimentaux de la Physique nucléaire, ne consacrent que quelques lignes à la méthode photographique « *moins précise que les autres méthodes* » et dont ils ne voient l'avantage que « *dans le cas particulier ou, grâce à son effet cumulatif, de longues expositions avec de faibles sources peuvent produire des effets mesurables* ».

3. Introduction de l'émulsion comme technique de premier intérêt dans les études nucléaires. — La persistance d'un manque d'intérêt de la plupart des physiciens envers la technique photographique est en discordance avec les succès qu'elle a déjà permis de remporter dans diverses études sur le rayonnement cosmique.

Aussi, en 1939, Powell et Fétrel décident [29] de « *réexaminer en détail la question de la précision de la méthode photographique car, si elle pouvait être rendue précise, elle présenterait de gros avantages sur la chambre à détente en ce qui concerne certains types de problèmes nucléaires* ».

Ils s'astreignent à recommencer trois travaux antérieurement effectués à l'aide de compteurs [30] ou de la chambre à détente [31], [32] et obtiennent [29] des courbes statistiques pratiquement comparables à celles des auteurs auxquels ils se réfèrent. *La question de la précision est tranchée.*

De plus, la méthode photographique présente des avantages :

1° *Diminution de la durée de l'expérience.* — Les auteurs signalent que 3 cm² d'une plaque exposée quelques minutes leur ont fourni 3 000 traces utilisables, tandis que 20 000 paires de photographies stéréoscopiques, prises à l'appareil de Wilson n'avaient fourni que 1600 traces.

2° *Diminution du temps mort.* — Il va sans dire que le temps nécessaire à révéler et fixer une seule plaque de 3 cm² est hors de proportion avec celui qu'il faut pour développer 20 000 photographies.

3° *Diminution du temps nécessaire pour exploiter le matériel expérimental obtenu.* — Un seul observateur peut certainement explorer 3 cm² de plaque, y détecter et y mesurer 3 000 traces en deux à trois semaines, sans nullement se surmener, tandis que faire la même opération sur 20 000 paires de photographies stéréoscopiques demande au même obser-

vateur plusieurs mois de travail. Powell et Fertel auraient peut-être dû signaler cet avantage de leur technique qui n'était certainement pas évident pour un physicien n'ayant pas une pratique personnelle de la recherche, de l'observation et de la mesure, à l'aide d'un microscope, des phénomènes enregistrés dans les émulsions.

Powell et Fertel concluent : « *il nous semble que les résultats suggèrent une sérieuse considération de la part de ceux qui sont engagés dans la recherche nucléaire* ». Il est désormais impossible de soutenir la prétendue infériorité de la méthode photographique : ce sera une des grandes techniques de la physique nucléaire qui prendra place à côté des autres, avec ses inconvénients, mais aussi ses avantages particuliers et qui viendra augmenter les moyens d'attaque des problèmes non encore résolus.

4. Mise au point des émulsions « sensibles aux protons ». Résultats scientifiques subséquents. — La demande pour des émulsions « meilleures » devient pressante. Malheureusement, la guerre suspend toutes les recherches pour une technique qui ne promet pas d'applications militaires à court terme.

Ce n'est que fin 1945 que sont mises au point les émulsions Ilford concentrées [33]. Par rapport aux émulsions antérieurement utilisées, elles réalisent une véritable discontinuité : moins de voile hors des traces et beaucoup plus de grains sur les traces.

Le pouvoir séparateur de la méthode et la commodité des observations sont considérablement accrus.

De plus, à partir de 1946, ces émulsions sont commercialisées, les physiciens sont dégagés du souci de préparer eux-mêmes des émulsions difficilement reproductibles ; un matériel standardisé, de propriétés constantes est à leur disposition.

Ces progrès techniques sont presque immédiatement suivis par une série de découvertes scientifiques ; nous en citerons quelques-unes :

1° *Étoiles cosmiques*, où l'agent causal est un méson [34], [35].

2° *Étoiles cosmiques*, où un méson est un des produits de la réaction [36].

3° *Étoiles cosmiques associées* : un méson sortant d'une première étoile est l'agent causal d'une seconde étoile [37].

4° *Il y a au moins deux variétés de mésons, découvertes de la désintégration $\pi \rightarrow \mu$* [37].

5° *Tripartition de l'uranium sous l'action des neutrons lents* [38].

6° *Mise en évidence des mésons produits artificiellement* [39]. Liés aux interactions entre nucléons, ces mésons π^+ et π^- sont identiques à ceux qu'on observe dans le rayonnement cosmique [40].

7° *Existence probable d'un méson τ plus lourd que les mésons π* [41], ce qui confirme des observations antérieures à la chambre à détente [42], [43].

8° *Des noyaux lourds, dont la charge peut atteindre 25, constituent, à côté des α et des protons, la composante primaire du rayonnement cosmique* [44], [45], [46].

5. Solution de quelques difficultés techniques particulières. — Des difficultés techniques liées aux recherches en cours trouvent leur solution :

1° Pour avoir le maximum d'informations dans

l'étude du rayonnement cosmique, les traces étant souvent longues, il faut des émulsions très épaisses ; d'où risque de développement excessif en surface avant que le révélateur n'ait diffusé en profondeur. La méthode de développement à température variable [47], [48], [49] permet de séparer la diffusion (à 4° C), de l'effet réducteur (obtenu en relevant la température). Il devient possible d'employer des émulsions épaisses de 2 000 μ . Le temps nécessaire au fixage (diffusion de l'hyposulfite) interdit des épaisseurs plus grandes [119].

2° En contrepartie, un dépôt d'argent colloïdal assombrit les émulsions épaisses, les traces profondes semblent vues à travers un brouillard : un traitement par HCl très dilué, suivi d'un nouveau fixage, permet de les éclaircir [50].

3° L'effet sensibilisateur (borax) ou désensibilisateur (nitrate d'urane), attribué précédemment à certains composés chimiques, n'est qu'apparent ; en fait, il est lié au pH de la solution imprégnante : l'emploi de solutions tamponnées [51] permet d'augmenter la quantité d'uranium introduite.

4° On peut introduire des poudres microscopiques en sandwich entre deux couches d'émulsion [52], cela permet de préciser le point origine d'une bipartition [53] et de séparer la réaction étudiée de celles qui ont lieu sur les constituants de l'émulsion [52].

5° Les émulsions « sensibles aux protons », du genre de Ilford C₂ ou Kodak NTB présentent le phénomène d'affaiblissement de l'image latente au cours du temps.

Or, à part la présence de très rares atomes de thorium dans l'émulsion, il n'y a pas de causes d'apparition spontanée de traces de particules α , ni de protons, dont on aimerait qu'elles s'effacent spontanément. L'effacement de l'image latente est, dans la plupart des recherches, un phénomène indésirable qui peut conduire à des erreurs [34]. Par exemple, dans des plaques exposées plusieurs semaines au rayonnement cosmique, il est impossible de faire des comparaisons valables entre la densité des grains développés sur différentes traces, à moins qu'on ne soit sûr qu'elles aient le même âge, comme la trace d'un méson π et la trace du méson μ qui lui est associé.

Albouy et Faraggi ont étudié les lois de l'effacement de l'image latente [55], c'est une oxydation par l'oxygène de l'air, favorisée par une plus grande humidité de l'atmosphère et par l'élévation de la température.

Dans quelques recherches particulières, un effacement soigneusement dosé de l'image latente a rendu service [56], par exemple, pour distinguer entre la trace de l'hélium et la trace du triton, produites dans le prolongement l'une de l'autre, dans l'action des neutrons lents sur ⁶Li.

6. Étude systématique de la sensibilité des émulsions « pour protons ». Problème posé : parvenir à enregistrer les particules au minimum d'ionisation. — Webb a étudié, en 1948, les émulsions alors disponibles dans le commerce [57]. Ilford C₂, ou Kodak NTB, qui sont les plus sensibles alors, permettent d'enregistrer les α jusque 800 MeV, les deutons jusque 100 MeV, les protons jusque 50 MeV, les mésons jusque 5 MeV, les électrons jusque 0,025 MeV.

Dans ces émulsions « sensibles aux protons », on ne peut donc apercevoir que les fins de parcours des électrons, sous forme d'une trace sinueuse de quelques grains, longue de 3 à 4 μ .

Webb établit qu'il faudrait encore multiplier par 6 la sensibilité des émulsions pour pouvoir enregistrer les traces des particules au minimum d'ionisation [57].

En 1948, l'émulsion ne permet pas encore d'apercevoir les traces des particules très rapides présentes dans les « étoiles de désintégration » produites par le rayonnement cosmique. A ce point de vue, à cette époque, la chambre à détente continue à présenter un avantage certain.

Les services déjà rendus par l'émulsion sont tels qu'une demande puissante se produit pour combler le retard technique qu'elle présente encore.

7. Mise au point d'émulsions « sensibles aux électrons ». Résultats scientifiques subséquents. — Fin 1947, Berriman [58], aux laboratoires Kodak d'Angleterre, parvient à gagner un facteur 2 sur la sensibilité, par référence aux émulsions étudiées par Webb. Le minimum d'ionisation n'est pas encore atteint, mais les fins de traces d'électrons apparaissent sous forme de chaînes sinueuses d'une trentaine de microns de long.

Restait encore un facteur 3 à gagner : les premières émulsions sensibles au minimum d'ionisation sont obtenues en 1948 par Ross et Zajac [59], Berriman [60]. Ces nouvelles émulsions sont commercialisées sous le nom Kodak NTP 2 a ou Kodak NT 4 [61]. Peu après, Ilford commercialise l'émulsion analogue, Ilford G 5 [62]. Ces émulsions sont appelées, assez incorrectement, « émulsions sensibles aux électrons ».

Cet important progrès dans la technique entraîne une suite de travaux scientifiques, j'en citerai quelques uns :

1° Existence de nombreux mésons chargés dans les explosions nucléaires causées par les particules cosmiques [63].

2° Confirmation du fait que les électrons produits dans la désintégration des mésons μ ne sont pas mono-énergétiques [64] : deux particules neutres, au moins, sont émises dans cette désintégration, en plus de l'électron. Ce ne sont pas des rayons γ , car on ne décèle pas de paires de matérialisation.

3° Nouvelles confirmations de l'existence de mésons τ se désintégrant en fin de parcours en trois mésons π [65], [66], [67], [68], [69]. La masse du méson τ serait $\sim (966 \pm 10)$ m.

4° Existence de mésons κ , dont la masse serait $\sim (1200 \pm 250)$ m; ces mésons κ , qui diffèrent vraisemblablement des mésons τ , se désintègrent en fin de parcours en émettant une seule particule ionisante, probablement un méson π , et une ou plusieurs particules neutres [70].

5° Un cas unique a été observé [71] dans lequel une particule neutre instable de masse $(2\,370 \pm 60)$ m se désintégrerait en un proton plus un méson π négatif.

6° L'émulsion a permis de confirmer l'existence des mésons neutres π_0 [72], établie par la technique des compteurs [73]. Ces mésons π_0 éclatent en deux γ qui se matérialisent en donnant des paires e^+ , e^- . On trouve de telles paires à proximité des étoiles de désintégration provoquées par le rayonnement

cosmique [72]. L'étude des paires, en fonction de l'altitude d'exposition de la plaque, donne un argument de plus en faveur de l'existence du méson π_0 [72].

7° L'étude des étoiles de désintégration permet de confronter les théories des réactions nucléaires [75], [76], [77], avec l'expérience [78], [79], [80], [81], [82]. Les émulsions du type Ilford C₂ ne permettaient d'étudier que les traces des particules liées au phénomène d'évaporation nucléaire, mais non les traces relativistes des particules émises par « projection directe » ni celles des mésons créés dans les réactions à grande énergie.

Indiquons, en passant, que la question des particules instables est encore loin d'être élucidée :

1° La désintégration $\tau \rightarrow 3\pi$, certaine à l'émulsion, n'a pas encore été observée avec la chambre à détente.

2° Par contre, avec l'appareil de Wilson, on observe des cas de désintégration en vol d'une particule neutre suivant le schéma hypothétique $V_0 \rightarrow \pi + \pi^-$ (non observé à l'émulsion) et des cas de désintégration en vol d'une particule neutre plus lourde suivant le schéma hypothétique $V_0 \rightarrow H + \pi^-$ (un seul cas observé à l'émulsion) [83], [84], [85], [86], [87].

3° Avec l'appareil de Wilson, on observe aussi des cas de désintégration en vol d'une particule chargée suivant le schéma hypothétique $V \rightarrow$ une particule neutre + une particule chargée [83], [84], [85], [86], [87]. Cette particule chargée V pourrait être identique à la particule κ , qui se désintègre, suivant un schéma analogue, une fois arrêtée dans l'émulsion.

On voit ainsi que les émulsions et la chambre à détente ont tour à tour des avantages suivant le type d'expérience entrepris.

Les émulsions « pour électrons », sensibles aux particules ayant l'ionisation minimum, du genre de Kodak NT 4 ou Ilford G 5, ne présentent que peu ou pas le phénomène d'affaiblissement spontané de l'image latente, dans les conditions ordinaires. De nombreux rayons γ , ayant leur origine dans le rayonnement cosmique ou la radioactivité naturelle des corps environnants, y projettent des électrons. Les traces de ces électrons s'accumulent et forment un fond très gênant dans les études de Physique nucléaire : moins d'un mois après leur coulée, ces émulsions sont pratiquement inutilisables.

Fort heureusement, les études sur les lois de l'effacement de l'image latente, entreprises afin de supprimer cet effet dans les émulsions « pour protons », ont trouvé une application pour provoquer un effacement accéléré dans les émulsions « pour électrons ». Par un traitement de quelques heures dans une atmosphère chaude et saturée de vapeur d'eau, il est possible de rendre aux plaques « pour électrons » leur virginité première, sans qu'il y ait pratiquement perte de leur sensibilité ultérieure [88].

8. Progrès de sensibilité encore désirable. — Bien que les émulsions sensibles au minimum d'ionisation aient permis des travaux considérables, on peut dire qu'il existe encore, en 1952, une demande pour une sensibilité accrue et une plus grande densité de grains développés.

On suit sans peine, dans ces émulsions, les traces des électrons de moins de 0,3 MeV, bien qu'elles

soient très contournées, parce que la densité de grains est élevée. Aux énergies très élevées, les traces ne présentent qu'un grain tous les 3 à 4 μ , mais, comme ces traces sont pratiquement rectilignes, même si, par suite de fluctuations accidentelles dans le nombre de grains développés on perd la trace pendant 30 à 40 μ , on la retrouve sans ambiguïté plus loin.

Mais, si on considère les traces des électrons d'énergie comprise entre 0,3 MeV et 2 MeV, la densité de grains est faible alors que la particule subit encore de nombreuses et importantes déviations : il est facile de perdre une trace et, pour peu qu'il y ait des traces d'électrons parasites, on risque de lui attribuer un prolongement qui n'est pas le sien.

Augmenter encore la sensibilité, de façon à doubler la densité de grains au minimum d'ionisation, serait un progrès bienvenu, surtout dans les recherches de physique nucléaire.

9. Principales techniques d'exploitation du matériel expérimental obtenu dans les émulsions pour recherches nucléaires. — Jusqu'ici j'ai surtout considéré les interactions entre les techniques de fabrication des émulsions et la recherche scientifique; pour qu'une découverte soit possible à l'aide des émulsions, il faut de toute évidence que l'émulsion enregistre des traces visibles.

Il y a un autre aspect de l'interaction entre la science et la technique. Pour exploiter convenablement le matériel expérimental obtenu, il a encore fallu mettre au point ce qu'on peut appeler des techniques d'exploitation.

Celles-ci sont susceptibles de donner des renseignements sur la charge z , la masse M , la vitesse v (ou l'énergie cinétique E , ou l'impulsion p) d'une particule dont on observe la trace. Voici les principales techniques d'exploitation associées à l'emploi des émulsions dans les recherches nucléaires :

1° *La mesure du parcours restant.* — En général, cette méthode est appliquée à des particules pas trop énergiques, puisqu'il est nécessaire d'observer l'arrêt de la particule dans une émulsion épaisse de quelques centaines de microns. Les théories du ralentissement, confirmées par l'expérience montrent que ce parcours est de la forme

$$R = \frac{M}{z^2} f(v).$$

L'établissement de la relation parcours-énergie des protons, problème auquel je me suis intéressé [114], [115], revient à donner la fonction $f(v)$.

2° *La détermination du facteur d'affaissement*, dont j'ai donné [89] une méthode de mesure simple, est indispensable pour avoir les parcours corrects des traces inclinées. Elle est également indispensable pour composer correctement les impulsions des particules associées dans un même événement nucléaire.

3° *La mesure de la densité de grains.* — Les différentes théories, et l'expérience, montrent qu'elle est de la forme

$$\frac{dN}{dx} = z^2 g(v).$$

On peut utiliser cette technique même si la trace ne se termine pas dans l'émulsion.

La densité de grains est une fonction de la perte d'énergie par unité de longueur, quantité inaccessible à la mesure directe dans les émulsions; la densité de grains augmente quand la perte d'énergie augmente, sans qu'il y ait proportionnalité entre les deux.

Quand la vitesse de la particule augmente, la perte d'énergie commence par décroître, conformément au calcul basé sur la théorie de Bethe [90], mais, pour des vitesses plus grandes, il faut tenir compte des effets de polarisation, négligés dans cette théorie.

Pour ces très grandes vitesses, les résultats expérimentaux de Pickup et Voyvodic [91], puis de Mac Diarmid [92] sont en accord avec la théorie de Wick [93] : la perte d'énergie (et aussi la densité de grains) passe par un minimum pour $E \simeq 3 \text{ Mc}^2$, puis la perte d'énergie remonte lentement d'environ 8 pour 100 pour se fixer à un plateau pour $E > 20 \text{ Mc}^2$.

Pratiquement, pour $E > 2 \text{ Mc}^2$, la densité de grains est presque indépendante de la vitesse, sa mesure ne donne plus qu'un résultat incomplet : la limite inférieure de la vitesse de la particule.

4° *La mesure des interruptions dans la trace.* — Quand la particule est suffisamment lente, les grains sont trop nombreux, se touchent et ne peuvent être comptés. Le dénombrement des « blancs » dans la trace, ou la mesure de la longueur totale des blancs [94] donnent alors aussi un renseignement de la forme

$$\frac{dN_1}{dx} = z^2 g_1(v).$$

5° *La mesure de l'angle moyen de diffusion* [95], [96], [97], [98]. — Considérons la projection horizontale de la trace et l'angle φ que forment les tangentes en deux points séparés par une longueur constante s (longueur de cellule). Conformément à la théorie de Molière [99], la valeur moyenne de φ est de la forme

$$|\bar{\varphi}| = \frac{kz}{pv} s^{\frac{1}{2}}.$$

Au lieu d'employer cette méthode sagittale, on peut considérer l'angle ψ que forment les cordes de deux cellules successives. Il faut alors utiliser la constante

$$k_1 = k \sqrt{\frac{2}{3}}.$$

En fait, la « constante » k dépend très légèrement de la vitesse et de la longueur s choisie comme longueur des cellules.

La mise en œuvre de cette méthode pose aux constructeurs de microscopes un problème de progrès de la précision mécanique : il s'agit d'obtenir des mouvements extrêmement fidèles pour réduire le « bruit de fond », diffusion apparente due au jeu de la platine dans ses glissières pendant les mesures sur la trace. Pratiquement, cette méthode s'applique jusqu'à des énergies voisines de 10^9 eV .

6° *Le dénombrement des rayons δ .* — Le nombre de rayons δ dont l'énergie est comprise entre deux limites arbitraires W_1 et W_2 est donné par la théorie de la diffusion coulombienne, mais il y a un facteur de perte dans le dénombrement expérimental qui

ne peut être calculé. Toutefois, les critères de dénombrement étant les mêmes, le nombre de rayons δ est de la forme $\frac{(dN)_\delta}{dx} = h \left(\frac{x^2}{\beta^2} \right) \sim \frac{kx^2}{\beta^2}$.

La fonction h est établie expérimentalement dans l'émulsion utilisée pour une particule α qui se termine dans l'émulsion (le parcours restant donne $\beta = \frac{v}{c}$). L'expérience montre qu'il y a pratiquement proportionnalité [100], [101].

7° *La longueur d'aminçissement des traces des noyaux lourds.* — La trace des noyaux lourds de la composante primaire du rayonnement cosmique s'aminçit à partir du moment où la vitesse est suffisamment basse pour que le noyau capture des électrons, ce qui diminue sa charge apparente. D'après un calcul de Freier et al. [100], la longueur d'aminçissement serait proportionnelle à z^2 . D'après des publications ultérieures [102], [103], [104], il semble que les noyaux capturent les électrons plus tôt qu'il n'avait été supposé et que la longueur d'aminçissement soit plutôt de la forme $L = Kz$.

8° *La mesure de la courbure de la trace dans un champ magnétique.* — L'impulsion p de la particule est proportionnelle à $H\rho$. On sait que la méthode de déviation magnétique est couramment utilisée à la chambre à détente, où l'on observe des traces ayant un ou même plusieurs décimètres de longueur. Il est pratiquement impossible de l'appliquer à l'intérieur de l'émulsion sur des traces qui mesurent tout au plus quelques millimètres. La méthode de déviation

magnétique à l'extérieur de l'émulsion a été appliquée par Barkas [105] aux mésons artificiellement produits, par Powell et Rosenblum [106], puis Franzinetti [107] aux particules cosmiques.

Pour identifier une particule, il faut connaître les trois quantités indépendantes M , z , v . Ces quantités sont liées de façon différente dans les renseignements obtenus par les différentes techniques d'exploitation.

En général, il faut donc appliquer simultanément plusieurs techniques d'exploitation à la même trace pour identifier la particule qui l'a produite. On trouvera des exemples de telles applications dans l'article de revue générale sur les mésons, rédigé par Powell [108]; d'autres exemples, relatifs aux noyaux lourds sont donnés par Freier [100], Bradt et Peters [101], d'autres exemples, relatifs aux particules très énergiques, sont donnés par Occhialini [98].

On se reportera avec profit à des mises au point ou articles plus anciens de Shapiro [109], en 1941; Demers [110], en 1947; Yagoda [111], en 1949, ainsi qu'à la partie intéressant la physique nucléaire des volumes de comptes rendus des récents congrès internationaux de photographie de Bristol [112], en mars 1950, et de Paris [113], en septembre 1951.

Note ajoutée aux épreuves. — A. Beiser vient de publier dans *Rev. Mod. Phys.* une revue d'ensemble [116] de la technique des émulsions nucléaires concernant l'affaîsissement des émulsions, je signale qu'il admet des résultats de Rotblat et Tai [117], [118] avec lesquels j'ai été [89] et continue à être [115] en désaccord. *Référence ajoutée sur épreuves* : [119].

BIBLIOGRAPHIE DE L'AVANT-PROPOS.

- [1] BECQUEREL H. — *C. R. Acad. Sc.*, 1896, **122**, 420.
- [2] BECQUEREL H. — *C. R. Acad. Sc.*, 1896, **122**, 501.
- [3] BECQUEREL H. — *C. R. Acad. Sc.*, 1896, **122**, 559.
- [4] CROOKES W. — *Proc. Roy. Soc.*, 1903, A **81**, 405.
- [5] ELSTER et GEITEL. — *Physik Z.*, 1903, **15**, 437.
- [6] REGENER. — *Verh. dsch. Phys. Ges.*, 1908, **19**, 78 et 351.
- [7] RUTHERFORD et GEIGER. — *Proc. Roy. Soc.*, 1908, A **81**, 141.
- [8] GEIGER et RUTHERFORD. — *Phil. Mag.*, 1912, **24**, 618.
- [9] GEIGER. — *Physik Z.*, 1913, **14**, 1129.
- [10] MÜGGE O. — *Centralblatt für mineralogie*, 1909, **71**, 114 et 142.
- [11] KINOSHITA S. — *Proc. Roy. Soc.*, 1910, **83**, 432.
- [12] REINGANUM M. — *Physik Z.*, 1911, **12**, 1076.
- [13] MICHL W. — *Akad. Wiss. Wien*, 1912, **121**, 1431.
- [14] MARSDEN E. et DARWIN C. G. — *Proc. Roy. Soc.*, 1912, A **87**, 17.
- [15] WILSON C. T. R. — *Proc. Roy. Soc.*, 1911, **85**, 285.
- [16] WILSON C. T. R. — *Proc. Roy. Soc.*, 1912, **87**, 277.
- [17] BLAU M. — *Akad. Wiss. Wien*, 1925, **134**, 427.
- [18] BLAU M. — *Z. Physik*, 1925, **34**, 285.
- [19] BLAU M. — *Akad. Wiss. Wien*, 1927, **136**, 469.
- [20] BLAU M. — *Z. Physik*, 1928, **48**, 751.
- [21] KIRSH G. et PETTERSON H. — *Z. Physik*, 1927, **42**, 641.
- [22] WAMBACHER H. — *Akad. Wiss. Wien*, 1931, **140**, 271.
- [23] BLAU M. et WAMBACHER H. — *Akad. Wiss. Wien*, 1932, **141**, 617.
- [24] JDANOV A. — *J. Physique Rad.*, 1935, **6**, 233.
- [25] TAYLOR H. J. — *Proc. Roy. Soc.*, 1935, **150**, 382.
- [26] BLAU M. et WAMBACHER H. — *Nature*, 1937, **140**, 585.
- [27] BRODE R. L., MAC PHERSON H. G. et STARR M. A. — *Phys. Rev.*, 1936, **50**, 581.
- [28] LIVINGSTON M. S. et BETHE H. A. — *Rev. Mod. Physics*, 1937, **9**, 245.
- [29] POWELL C. F. et FETTEL G. E. F. — *Nature*, 1939, **144**, 115.
- [30] COCKROFT et LEWIS. — *Proc. Roy. Soc.*, 1936, A **154**, 251.
- [31] BONNER T. W. et BRUBAKER W. M. — *Phys. Rev.*, 1935, **47**, 910.
- [32] BONNER T. W. et BRUBAKER W. M. — *Phys. Rev.*, 1936, **50**, 308.
- [33] POWELL C. F., OCCHIALINI G. P. S., LIVESSEY D. L. et CHILTON L. V. — *J. Sc. Instr.*, 1946, **23**, 102.
- [34] PERKINS D. H. — *Nature*, 1947, **159**, 126.
- [35] OCCHIALINI G. P. S. et POWELL C. F. — *Nature*, 1947, **159**, 189.
- [36] LATTÈS C. M. G., MUIRHEAD H., OCCHIALINI G. P. S. et POWELL C. F. — *Nature*, 1947, **159**, 694.
- [37] LATTÈS C. M. G., OCCHIALINI G. P. S. et POWELL C. F. — *Nature*, 1947, **160**, 453 et 487.
- [38] TSIEN SAN-TSIANG, CHASTEL R., HO ZAH-WEI et VIGNERON L. — *C. R. Acad. Sc.*, 1946, **223**, 986.
- [39] GARDNER E. et LATTÈS C. M. G. — *Science*, 1948, **107**, 270.
- [40] BURFENING J., GARDNER E. et LATTÈS C. M. G. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 382.
- [41] LEPRINCE-RINGUET L., HOANG TCHANG FONG, JAU-NEAU L. et MORELLET D. — *C. R. Acad. Sc.*, 1948, **226**, 1897.
- [42] LEPRINCE-RINGUET L. et LHÉRITIER M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1944, **219**, 618.

- [43] ROCHESTER G. D. et BUTLER C. C. — *Nature*, 1947, **160**, 855.
- [44] FREIER P., LOGFREN E. J., NEY E. P., OPPENHEIMER F., BRADT H. L. et PETERS B. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 213.
- [45] FREIER P., LOGFREN E. J., NEY E. P. et OPPENHEIMER F. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1818.
- [46] BRADT H. L. et PETERS B. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1828.
- [47] DILWORTH C. C., OCCHIALINI G. P. S. et PAYNE R. P. — *Nature*, 1948, **162**, 102.
- [48] DILWORTH C. C., OCCHIALINI G. P. S. et VERMAESEN L. — Photographic sensitivity (Butterworth, London, 1951, p. 297).
- [49] DILWORTH C. C., OCCHIALINI G. P. S. et VERMAESEN L. — *Bull. Cent. Phys. nucl. Univ. Bruxelles*, n° 13 (février 1950) et n° 13 b (mars 1951).
- [50] DILWORTH C. C., OCCHIALINI G. P. S. et SAMUEL E. — *Bull. Cent. Phys. nucl. Univ. Bruxelles*, n° 2 (août 1948).
- [51] PICCIOTTO E. — *Bull. Cent. Phys. nucl. Univ. Bruxelles*, n° 4 (novembre 1948).
- [52] VIGNERON L. et BOGDARDT M. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 283.
- [53] VIGNERON L. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 1473.
- [54] FARAGGI H. et ALBOUY G. — *C. R. Acad. Sc.*, 1948, **226**, 717.
- [55] ALBOUY G. et FARAGGI H. — *J. Physique Rad.*, 1949, **10**, 105.
- [56] FARAGGI H. — *C. R. Acad. Sc.*, 1948, **227**, 527.
- [57] WEBB J. H. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 511.
- [58] BERRIMAN R. W. — *Nature*, 1948, **161**, 432.
- [59] ROSS M. A. S. et ZAJAC B. — *Nature*, 1948, **162**, 923.
- [60] BERRIMAN R. W. — *Nature*, 1948, **162**, 992.
- [61] Kodak research laboratories : Note on the properties, handling, and processing, of Kodak NT 4 plates.
- [62] Ilford research laboratories : notice technique, 1^{er} août 1949.
- [63] LEPRINCE-RINGUET L., BOUSSER F., HOANG TCHANG-FONG, JEANAU L. et MORELLET D. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **229**, 1.
- [64] DAVIES J. H., LOCK W. O. et MUIRHEAD H. — *Phil. Mag.*, 1949, **40**, 1250.
- [65] BROWN R., CAMERINI U., FOWLER P. H., MUIRHEAD H. et POWELL C. F. (un événement observé). — *Nature*, 1949, **163**, 82.
- [66] HARDING J. B. (deux événements observés). — *Phil. Mag.*, 1950, **41**, 405.
- [67] FOWLER P. H., MENON M. G. K., POWELL C. F. et ROCHAT O. (un événement observé). — *Phil. Mag.*, 1951, **42**, 1040.
- [68] HODGSON P. E. (un événement observé). — *Phil. Mag.*, 1951, **42**, 1060.
- [69] Laboratoire Leprince-Ringuet (un événement), Communication privée, 1951.
- [70] O'CEALLAIGH C. (quatre événements, dont deux se prêtant aux mesures). — *Phil. Mag.*, 1951, **42**, 1032.
- [71] HOPPER V. P. et BISWAS S. — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 1099.
- [72] CARLSON A. G., HOOPER J. E. et KING D. T. — *Phil. Mag.*, 1950, **41**, 701.
- [73] BJORKLAND R., CRANDALL W. E., MOYER B. J. et YORK H. F. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 213.
- [74] CARLSON A. G., HOOPER J. E. et KING D. T. — *Phil. Mag.*, 1950, **41**, 701.
- [75] WEISSKOPF V. — *Phys. Rev.*, 1937, **52**, 293.
- [76] HARDING J. B., LATTIMORE S. A. et PERKINS D. H. — *Proc. Roy. Soc.*, 1949, A **196**, 325.
- [77] LE COUTEUR K. — *Proc. Phys. Soc.*, 1950, A **63**, 259-498.
- [78] BROWN R. H., CAMERINI U., FOWLER P. H., HEITLER H., KING D. T. et POWELL C. F. — *Phil. Mag.*, 1949, **40**, 862.
- [79] BERNARDINI G., CORTINI G. et MANFREDINI A. — *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 952.
- [80] HODGSON P. E. — *Phil. Mag.*, 1951, **42**, 82.
- [81] HARDING J. B. — *Phil. Mag.*, 1951, **42**, 63.
- [82] CRUSSARD L. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 611.
- [83] ROCHESTER G. D. et BUTLER C. C. — *Nature*, 1947, **160**, 855.
- [84] ROCHESTER G. D. et BUTLER C. C. — *Proc. Phys. Soc.*, 1947, A **61**, 535.
- [85] SERRIF A. J., LEIGHTON R. B., HSIAO C., COWAN E. W. et ANDERSON C. D. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 290.
- [86] ARMENTEROS R., BARKER K. H., BUTLER C. C., CACHON A. et CHAPMAN A. H. — *Nature*, 1951, **167**, 501.
- [87] ROCHESTER G. D., et ROSSER W. G. V. — Reports on progress in physics, p. 227-287, vol. XIV (édité par *Phys. Soc. London*, 1951).
- [88] ALBOUY G. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 1351.
- [89] VIGNERON L. — *J. Physique Rad.*, 1949, **10**, 305.
- [90] LIVINGSTON M. S. et BETHE H. A. — *Rev. Mod. Physics*, 1937, **9**, 245.
- [91] PICKUP E. et VOYVODIC L. — *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 89.
- [92] MAC DIARMID I. B. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 851.
- [93] WICK G. C. — *Nuovo Cimento*, 1943, **1**, 302.
- [94] HODGSON P. E. — *Phil. Mag.*, 1950, **41**, 725.
- [95] GOLDSCHMIDT-CLERMONT Y. — *Nuovo Cimento*, 1950, **7**, 33.
- [96] FOWLER P. H. — *Phil. Mag.*, 1950, **41**, 169.
- [97] GOTTSTEIN K., MENON M. G. K., MULVEY J. H., O'CEALLAIGH G. et ROCHAT O. — *Phil. Mag.*, 1951, **42**, 708-721, 932-951, 1050-1059, 1089-1095 et 1232-1240.
- [98] OCCHIALINI G. P. S. — *Bull. Cent. Phys. nucl. Univ. Bruxelles*, n° 11 a (février 1950).
- [99] MOLIÈRE. — *Z. Naturf.*, 1948, **2 a**, 133; 1951, **3 a**, 78.
- [100] FREIER P., LOGFREN E. J., NEY E. P. et OPPENHEIMER F. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1818.
- [101] BRADT H. L. et PETERS B. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1828.
- [102] PERKINS. — *Proc. Roy. Soc.*, 1950, A **203**, 239.
- [103] HOANG TCHANG-FONG, J. *Physique Rad.*, 1951, **12**, 739.
- [104] HOANG TCHANG-FONG. — *Nature*, 1951, **167**, 644.
- [105] BARKAS W. H., BISHOP A. S., GARDNER E. et LATTÈS C. M. G. — *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 1032.
- [106] POWELL C. F. et ROSENBLUM S. — *Nature*, 1948, **161**, 473.
- [107] FRANZINETTI C. — *Phil. Mag.*, 1950, **41**, 86.
- [108] POWELL C. F. — *Reports on progress in physics*, 1950, **13**, 350.
- [109] SHAPIRO. — *Rev. Mod. Physics*, 1941, **13**, 58.
- [110] DEMERS P. — *Canad. J. Research*, 1947, A **25**, 223.
- [111] YAGODA H. — Radioactive measurements with nuclear émulsions (John Wiley and Sons, New-York, 1949).
- [112] Photographie sensitivity (Butterworth scientific publications, London, 1951).
- [113] Sous presse (édité par *Science et Industrie photographique*, Paris, 1953).
- [114] BOGAARDT M. et VIGNERON L. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 652.
- [115] VIGNERON L. — *Thèse*, Paris, 1952, voir plus loin, chap. II.
- [116] BEISER A. — *Rev. Mod. Physics*, 1952, **24**, 273.
- [117] ROTBLAT J. et TAÏ C. T. — *Nature*, 1949, **164**, 835.
- [118] ROTBLAT J. et TAÏ C. T. — Photographic sensitivity p. 331 (Butterworth scientific publications, London 1951).
- [119] MARGUIN G. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 43.

CHAPITRE I.

EMPLOI DES ÉMULSIONS PHOTOGRAPHIQUES A L'ÉTUDE DE LA TRIPARTITION DE L'URANIUM

Je voudrais maintenant montrer comment l'emploi des émulsions à l'étude de la fission de l'uranium m'a conduit personnellement à préciser certains aspects de la technique utilisée.

A la fin de 1945, quand j'ai recommencé à travailler au laboratoire, les émulsions concentrées en halogénures venaient d'être mises au point en Angleterre. M. le Professeur F. Joliot et M^{me} le Professeur I. Joliot-Curie chargèrent M. Tsien San-Tsiang, actuellement professeur à l'Université de Pékin, de familiariser un groupe de travailleurs, dont je faisais partie, avec l'emploi d'une technique qui leur paraissait désormais parmi les plus utiles dans les recherches nucléaires.

Nous observâmes dans les nouvelles émulsions les traces de rayons α émis par les corps radioactifs, nous fûmes ainsi en mesure de publier six points expérimentaux de la courbe parcours-énergie [1].

A la Conférence de Physique de Cambridge, en juillet 1946, Green et Livesey projetèrent une photo sur laquelle une fission de l'uranium était accompagnée d'une longue trajectoire, semblable à celle d'une particule α . Aucune explication du phénomène n'avait été donnée; Tsien, estimant que cet aspect pouvait être dû à une fission en trois fragments chargés, nous entreprîmes des expériences pour l'élucider.

Dans une plaque imprégnée de nitrate d'urane, puis soumise à l'action des neutrons lents, nous observâmes bientôt de nombreux phénomènes semblables, environ 300 fois plus rares que les bipartitions; nous les interprétâmes comme des tripartitions du noyau composé U^{236} . Nous observâmes aussi deux phénomènes qui furent interprétés comme des quadripartitions. Plusieurs articles furent consacrés à la description et à l'étude détaillée de ces phénomènes [2], [3], [4], [5], [6], [7].

Les traces de bipartitions avaient été observées et photographiées, dès 1939, par Joliot [8], puis par Perfilov [9], Corson et Thornton [10]; une étude très complète leur avait été consacrée par Bøggild, Brostrøm et Lauritsen [11]; tous ces auteurs employaient l'appareil de Wilson.

Corson et Thornton signalaient qu'ils avaient « quelques photographies qui pourraient s'interpréter comme montrant plus de deux fragments par désin-

tégration, mais que, cependant, il n'y a que de faibles indices de l'existence d'un tel phénomène ». Aucune précision ultérieure n'étant venue confirmer cette simple impression, la technique de la chambre à détente ne permit pas la mise en évidence de la tripartition.

Le travail de Bøggild, Brostrøm et Lauritsen [11] portait sur 8 000 photographies : 7 000, prises avec une source épaisse d'uranium, avaient fourni 400 traces de fragments et 1000, prises avec une source mince déposée au centre de la chambre sur un support de mica, avaient fourni 30 paires de traces associées. Étant donné ce qu'on sait maintenant, on voit qu'environ une tripartition a dû se produire dans le cas de la source épaisse mais, même si elle a eu lieu : 1° la source étant épaisse, la trace longue n'a pas semblé partir du même point que la trace du fragment lourd associé; 2° la chambre à détente fonctionnant à pression réduite, les nombreux rayons α émis par l'uranium atteignaient les parois et l'attention n'a pu être attirée sur un parcours anormalement long. Pour que les auteurs danois observent la tripartition, il aurait fallu qu'ils aient la chance qu'il s'en soit produit une dans le cas des 30 paires de traces obtenues avec la source mince : la probabilité de ce cas favorable étant environ $1/10^6$, il ne faut pas s'étonner qu'il ne se soit pas produit.

La technique des émulsions convenait beaucoup mieux à la mise en évidence et à l'étude de la tripartition : dans une plaque de quelques centimètres carrés, exposée quelques minutes, nous avons obtenu et observé environ 10 000 bipartitions et une trentaine de tripartitions [7]. Nous n'étions pas gênés par plusieurs dizaines de milliers de traces de particules α , émises par l'uranium, puisqu'elles n'étaient pas associées aux fissions. A l'époque, nous ne disposions pas des neutrons lents d'une pile, les traces de protons projetés n'étaient pas associées aux fissions, leur densité de grain permettait de les distinguer des traces, plus ionisantes, des α et, grâce à un sous-développement dû au pH acide du nitrate d'uranium, nous réussîmes pratiquement à nous en débarrasser.

Dans 18 événements, sur une trentaine au total, la trace longue du fragment léger était entièrement comprise dans la couche d'émulsion. Des considé-

rations de quantité de mouvement et d'énergie nous permettaient alors de déterminer la masse des trois fragments [7].

En général, les traces n'étaient pas parallèles à la surface de l'émulsion. Pour reconstituer les angles et les longueurs dans l'émulsion vierge, il fallait tenir compte de l'affaissement provoqué par le départ des halogénures au fixage. Dans notre groupe de travail, je me trouvai chargé de déterminer les conditions de cet affaissement [7].

Par la suite, cela me conduisit à entreprendre une étude sur la précision des mesures axiales effectuées au microscope [12], étude qui me servit à reprendre avec plus de sûreté et de précision l'étude de l'affaissement [13]. La substitution d'une détermination précise des facteurs d'affaissement à la première détermination, effectuée à l'occasion de notre travail d'équipe [7], n'aurait pas modifié l'allure des résultats publiés en ce qui concerne les masses et les énergies des fragments de fission.

Dans les plaques où nous observions les fissions de l'uranium, nous apercevions, une fois sur 100 fissions environ, des traces courtes (quelques microns). Actuellement, il n'est pas très clair de savoir si ce sont des tripartitions ou des bipartitions accompagnées de la projection, par choc nucléaire, d'un des atomes de l'émulsion.

On pouvait espérer trancher cette question en matérialisant, dans l'émulsion, le point où s'est produite la fission; pour cela, j'ai mis au point, en collaboration avec M. Bogaardt [14] un procédé permettant d'inclure une couche de grains d'urane microscopiques en sandwich entre deux couches d'émulsion collées. Ce procédé s'applique évidemment, non seulement à l'urane, mais à toutes sortes de composés insolubles. Il permettrait, par exemple, dans le cas d'une réaction $n + A \rightarrow p + B$ produite par les neutrons rapides, de distinguer les protons p , produits de la réaction, des inévitables protons p' , beaucoup plus nombreux, projetés par les neutrons rapides dans la gélatine.

Je n'ai pas réussi à élucider l'origine des traces courtes associées aux fissions. Les plaques obtenues m'ont tout de même permis d'étudier séparément les portées dans l'émulsion de chacun des deux fragments de bipartition [15]. Dans l'étude de l'affaissement, d'autres auteurs [16] avaient énoncé des conclusions avec lesquelles je ne suis pas en accord; les mêmes plaques m'ont permis de revenir sur l'étude de l'affaissement, j'en discute plus loin, au chapitre II.

Dans les études sur la tripartition, les traces longues, semblables à celles de particules α , que nous observions dépassaient 200 μ . Notre courbe d'étalement [1] s'arrêtait à 46 μ , il n'était pas justifié d'extrapoler. La courbe parcours-énergie de Lattès, Fowler et Cüer [17] n'était pas encore publiée; nous fûmes obligés d'admettre [7] que le pouvoir d'arrêt de l'émulsion par rapport à l'air restait constant et nous utilisâmes intermédiairement la courbe parcours-énergie dans l'air publiée par Livingston et Bethe [18]. La petite erreur ainsi introduite ne modifiait pratiquement pas la valeur des énergies que nous déterminions.

Cela m'a néanmoins incité à déterminer la relation parcours-énergie dans les émulsions. J'ai déjà donné des solutions partielles du calcul du parcours des protons valables, soit dans le domaine $0,1 \text{ MeV} < E < 8 \text{ MeV}$ [19], [20], soit dans le domaine des grandes énergies [21].

J'ai réussi à généraliser ces résultats, j'expose plus loin, chapitre III, une méthode de calcul valable quelle que soit l'énergie et quel que soit le ralentisseur.

La détermination exacte des facteurs d'affaissement et de la relation parcours-énergie dans une émulsion sont deux points essentiels pour exploiter au mieux le matériel expérimental obtenu et en tirer toute la précision possible. Au cours de mon travail scientifique, j'ai rencontré ces deux points essentiels de la technique que j'utilisais : cela explique l'intérêt que je leur ai porté et le développement que je vais leur donner.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I.

- [1] TSIEN S. T., FARAGGI H., CHASTEL R. et VIGNERON L. — *C. R. Acad. Sc.*, 1946, **223**, 571.
- [2] TSIEN S. T., CHASTEL R., HO Z. W. et VIGNERON L. — *C. R. Acad. Sc.*, 1946, **223**, 986.
- [3] HO Z. W., TSIEN S. T., VIGNERON L. et CHASTEL R. — *C. R. Acad. Sc.*, 1946, **223**, 1119.
- [4] TSIEN S. T., HO Z. W., CHASTEL R. et VIGNERON L. — *C. R. Acad. Sc.*, 1947, **224**, 272.
- [5] TSIEN S. T., HO Z. W., CHASTEL R. et VIGNERON L. — *C. R. Acad. Sc.*, 1946, **223**, 1119.
- [6] TSIEN S. T., HO Z. W., VIGNERON L. et CHASTEL R. — *Nature*, 1947, **159**, 773.
- [7] TSIEN S. T., HO Z. W., CHASTEL R. et VIGNERON L. — *J. Physique Rad.*, 1947, **8**, 165-178 et 200-211.
- [8] JOLIOT F. — *J. Physique Rad.*, 1939, **10**, 159.
- [9] PERFILOV N. — *C. R. Acad. Sc. U. R. S. S.*, 1939, **23**, 896.
- [10] CORSON D. R. et THORNTON R. L. — *Phys. Rev.*, 1939, **55**, 509.
- [11] BØGGILD J. K., BROSTRØM K. J. et LAURITSEN T. — *Det. Kl. Dansk. Vid. Selsk. Math. Phys.*, 1940, **18**, n° 4.
- [12] VIGNERON L. — *Rev. Microscopie*, 1950, **2**, 26.
- [13] VIGNERON L. — *J. Physique Rad.*, 1949, **10**, 305.
- [14] VIGNERON L. et BOGAARDT M. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 283.
- [15] VIGNERON L. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 1473.
- [16] ROTBLAT J. et TAI C. — *Nature*, 1949, **164**, 835.
- [17] LATTÈS C. M. G., FOWLER P. H. et CÜER P. — *Proc. Phys. Soc.*, 1947, **59**, 883.
- [18] LIVINGSTON M. S. et BETHE H. A. — *Rev. Mod. Physics*, 1937, **9**, 245.
- [19] BOGAARDT M. et VIGNERON L. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 652.
- [20] VIGNERON L. et BOGAARDT M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 941.
- [21] VIGNERON L. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 1199.

CHAPITRE II.

IMPORTANCE DU FACTEUR D'AFFAISSEMENT. SA DÉTERMINATION

1. Facteur absolu d'affaissement. — Les phénomènes nucléaires sont produits dans l'émulsion vierge et observés dans la gélatine restant après les opérations de développement (fig. 1).

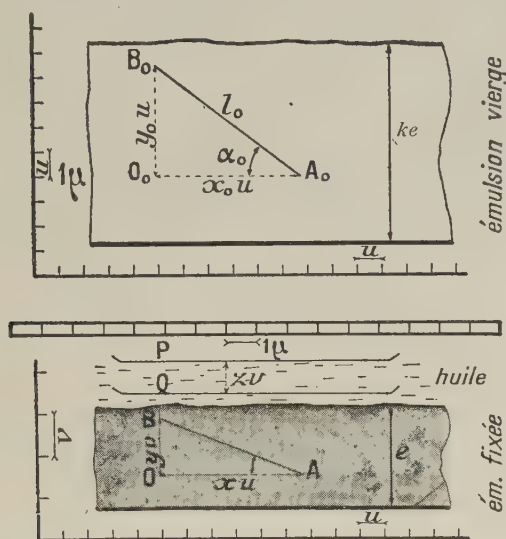


Fig. 1.

Un volume V_0 d'émulsion vierge est la somme de :

- 1° V , volume, à sec, de la partie insoluble de la gélatine;
- 2° V' , volume des microcristaux d'halogénures;
- 3° V'' , volume, à sec, de la partie soluble de la gélatine (faible).

Après développement, il ne reste que la gélatine, de volume V , on y observe les files de grains d'argent des traces dont le volume est absolument négligeable. Il convient de reconstituer les traces telles qu'elles se sont produites dans l'émulsion vierge pour :

- 1° Connaître leurs longueurs et en déduire l'énergie des particules;
- 2° Connaître les angles qu'elles forment entre elles, afin de composer vectoriellement les impulsions.

En 1949, dans le *Journal de Physique* [1], j'ai montré que cette reconstitution s'obtient en appliquant aux figures observées la transformation affine suivante :

- 1° Conservation des projections « horizontales »,

c'est-à-dire parallèles au plan du verre, cela est imposé par l'adhérence verre-gélatine.

2° Multiplication des cotes verticales par une constante k , dite *facteur absolu d'affaissement*, avec :

$$k = \frac{V_0}{V}. \quad (1)$$

Connaissant la densité (3,915) et la composition chimique de l'émulsion Ilford C₂ [2], vu la densité (6,473) de AgBr et celle (5,67) de AgI, on peut calculer :

$$k_{\text{Ilford C}_2} = \frac{1 \text{ cm}^3}{0,497 \text{ cm}^3} = 2,02. \quad (2)$$

Dans ce calcul, la partie soluble de la gélatine a été tenue pour nulle. De plus, si l'émulsion, au lieu de contenir 82,8 pour 100 d'halogénures en poids, en contenait 85 pour 100, on aboutirait à $k = 2,23$. Le calcul d'après la composition ne peut donc donner k avec une précision supérieure à $\pm 0,20$.

Le facteur k peut être mesuré par des procédés mécaniques [3], [4], [5], [6], ou même interférométriques [6]; ils sont difficiles à mettre en œuvre et relativement peu précis.

2. Introduction d'un facteur pratique d'affaissement. — En fait, un observateur mesure la projection horizontale xu (u correspondant à une division du micromètre oculaire) et la dimension verticale zv (v correspondant à une division de la roue du mouvement vertical du microscope). Il désire les dimensions x_0u et y_0u , mesurées avec la même unité de longueur, de la trace qu'il observe. On voit [1] qu'il suffit d'appliquer la transformation suivante :

$$x_0 = x, \quad y_0 = k'z, \quad (3)$$

k' étant un *facteur pratique d'affaissement*, valable pour un microscope donné, lié à k par

$$k' = k \frac{\bar{v}}{u} \frac{n_{\text{émulsion}}}{n_{\text{huile}}}. \quad (4)$$

L'emploi de k' est préférable, car les mesures mécaniques ou interférométriques de k , le calcul d'après la composition chimique, conduisent à ne pas tenir compte de la petite différence d'indice de réfraction entre la gélatine et l'huile d'immersion.

3. **Détermination du facteur k' .** — J'ai montré [1] qu'elle peut se faire très simplement, par des mesures directes sur des traces de particules.

Utilisant des rayons α de Th C et Th C', canalisés et tombant sous une incidence connue, j'ai ainsi obtenu [1]

$$k' = 3,13 \pm 0,05 \quad (\text{Ilford C}_2). \quad (5)$$

J'ai montré [1] qu'on peut opérer plus simplement, en mesurant une centaine de rayons isocinétiques d'inclinaison non connue obtenus en imprégnant une plaque avec une solution radioactive.

l_0 étant la longueur moyenne d'un rayon α de Th C, dans l'émulsion vierge, l'observateur détermine la projection horizontale xu et la dimension verticale zv d'une trace individuelle; il lui fait correspondre un point dans le plan des

$$X = x^2, \quad Z = z^2. \quad (6)$$

Les points X, Z, figuratifs des traces individuelles sont situés au voisinage d'une droite D (fig. 2), dont la pente est $-\frac{1}{k'^2}$. A cause de la dispersion des parcours individuels, des erreurs accidentelles sur x

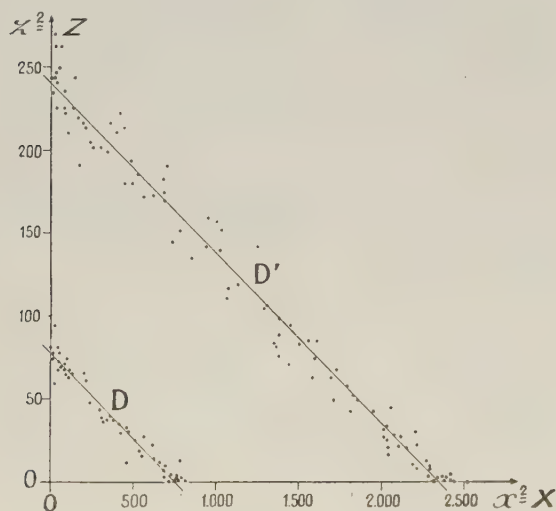


Fig. 2.

et z , les points sont assez dispersés, le tracé de la droite D est difficile.

On groupe alors ces points par séries, de dix points chacune par exemple, on prend les centres de gravité des points de chaque série, on porte ceux-ci, toujours dans le plan X, Z, dans la figure 3. J'ai montré [1] que ces nouveaux points se placent, avec une dispersion bien moindre, au voisinage de la droite D qui doit passer par le centre de gravité, G, de l'ensemble des points. Le tracé de D devient facile.

Aux rayons isocinétiques émis par Th C' correspond, dans les figures 1 et 2, une droite D', parallèle à D.

50 traces de Th C (droite D) m'ont ainsi permis d'obtenir

$$k' = 3,11 \pm 0,10, \quad (7)$$

tandis que 100 traces de Th C' (droite D') me conduisaient à

$$k' = 3,12 \pm 0,05. \quad (8)$$

Il n'est pas nécessaire de disposer d'une solution

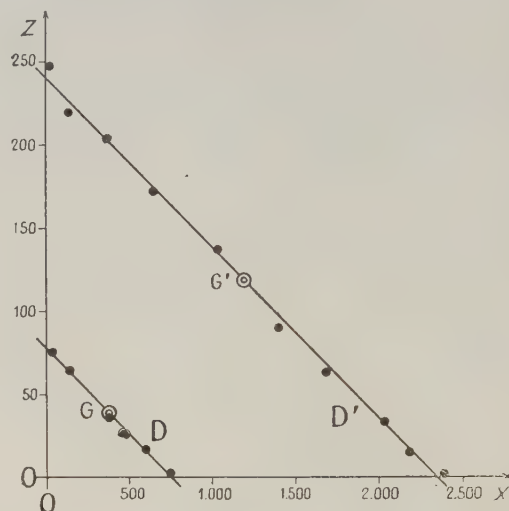


Fig. 3.

de dépôt actif du thorium, n'émettant que les α de Th C et Th C'. Imprégner dans une solution à 1 pour 1000 de nitrate de thorium suffirait; on se contenterait alors, sur les figures 2 et 3, de tracer les droites D' relatives aux traces des rayons α de Th C', ceux-ci ont une longueur qui dépasse suffisamment celle des autres rayons α de la famille pour qu'il n'y ait aucun risque de confusion.

Connaissant le rapport $\frac{v}{u}$ du microscope que j'utilisais, négligeant la différence d'indice gélatine-huile d'immersion, appliquant l'équation (4), j'ai obtenu, pour le facteur absolu :

$$k = 2,16 \pm 0,07 \quad (\text{Ilford C}_2). \quad (9)$$

La méthode des rayons isocinétiques non canalisés, que j'ai mise au point, donne des résultats compatibles avec ceux des autres méthodes; elle est plus précise et bien plus facile à mettre en œuvre : elle doit donc leur être préférée.

4. **Reconstitution des figures.** — Utilisant la valeur $k' = 3,12$, appliquant la formule (3), j'ai reconstitué dans l'émulsion vierge, c'est-à-dire dans le plan des x_0, y_0 , les 50 traces de rayons α de Th C et les 100 traces de rayons α de Th C' représentées autrement dans la figure 2. Les traces étant supposées partir de l'origine, chaque point noir de la

figure 4 représente l'extrémité reconstituée d'une trace.

La reconstitution est parfaite, même pour des traces très inclinées, pratiquement perpendiculaires à la surface de l'émulsion.

Un simple coup d'œil à la figure 4 permet de s'en

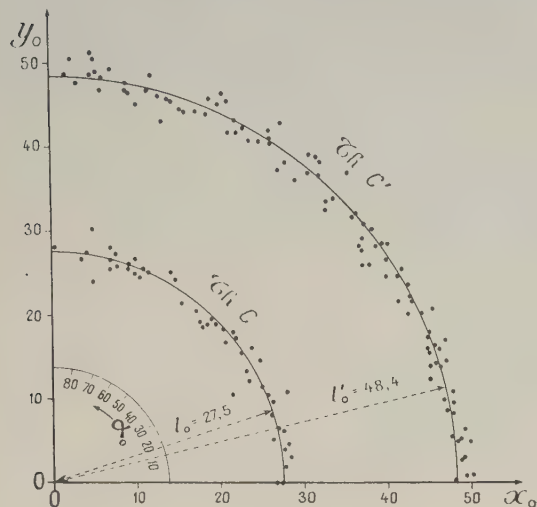


Fig. 4.

assurer, les points figuratifs sont groupés au voisinage de cercles. C'est peut-être plus saisissant, mais cela revient identiquement à constater que les points des figures 2 et 3 se groupent au voisinage de droites.

5. Exemple pratique d'application. — Ayant inclus [7] des grains d'urane microscopiques dans une émulsion, je me suis proposé de déterminer les parcours individuels de chacun des fragments de fission [8] en ne me bornant pas aux seules traces horizontales.

Remarquant que la longueur d'une trace correspondant à une paire de fragments de fission varie peu autour d'une valeur moyenne, j'ai mesuré x et z pour 130 paires, groupé en séries et construit la figure 5, analogue à la figure 3. La pente de la droite m'a fourni

$$k' = 3,25 \pm 0,08.$$

Cette valeur diffère légèrement de

$$k' = 3,12 \pm 0,05$$

obtenue avec Th C'. La différence n'est pas significative car, entre deux séries de plaques, il y a de faibles variations de la composition chimique, la fraction de gélatine dissoute au cours du traitement n'est pas la même; de plus, suivant l'état hygrométrique, l'émulsion vierge ou la gélatine restante gonflent plus ou moins en se mettant en équilibre avec l'humidité atmosphérique.

Pour toutes ces raisons, les coefficients d'affais-

sement k et k' ne sont pas très bien définis et sont susceptibles de légères variations d'une expérience à une autre. Pour avoir le maximum de précision, il y a lieu de les déterminer dans la plaque même qu'on se propose d'étudier. C'est ce que j'ai fait dans cette expérience sur la fission, la valeur $k' = 3,25$ est donc très sûre. De plus, elle n'a même pas nécessité de mesures spéciales d'étalonnage, puisqu'elle a été déterminée sur les traces mêmes que j'étudiais dans l'expérience.

Les figures 6 et 7 donnent les histogrammes de portées dans l'émulsion Ilford C₂, dans le cas de la fission de l'uranium par les neutrons lents d'une pile, pour L_1 (fragment de parcours court), L_2 (fragment de long parcours), L (paire de fragments associés) (les mesures verticales étant un peu moins précises [9] que les mesures horizontales, je n'ai conservé dans ces histogrammes que les 100 traces les moins inclinées).

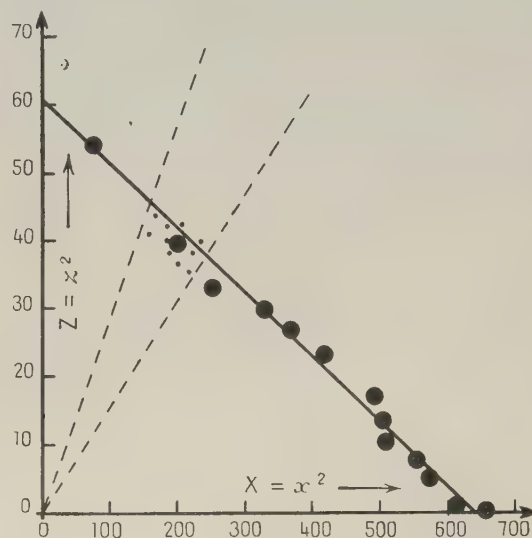


Fig. 5.

6. Controverse sur les conditions de l'affaissement. — Rotblat et Taï ont mis en doute qu'il suffise d'opérer une transformation affine pour reconstituer les traces quelle que soit leur inclinaison [4], [5].

D'après eux, après le début de la contraction, pour les traces inclinées, les grains d'argent, une fois venus au contact les uns des autres, manifesteraient une cohésion s'opposant à une contraction ultérieure. Les conditions d'affaissement seraient donc intermédiaires entre celles que j'ai exposées et le cas extrême suivant : la gélatine continuant son affaissement en coulant autour d'une trace de grains d'argent assimilable à un petit bâtonnet solide.

La question soulevée est très importante, elle ne peut être tranchée que par des mesures faites sur des traces nucléaires à l'exclusion des mesures mécaniques, interférométriques, ou du calcul d'après la composition chimique.

Si la supposition de Rotblat et Taï était exacte, k étant le rapport des volumes avant et après développement, l'emploi de ce coefficient dans la reconstitution aboutirait :

- 1° A attribuer aux traces une longueur excessive;
- 2° A attribuer aux traces une pente excessive, ce qui fausserait la statistique de répartition angulaire des traces reconstituées.

Ces effets seraient plus grands pour les traces

inclinaées et pour les traces denses en grains développés.

Il y a donc lieu de discuter avec soin les conclusions de Rotblat et Taï.

1° La figure 2 de leur premier article [4], les figures analogues 4 et 5 de leur deuxième article [5] sont bien en accord avec une longueur excessive des traces de forte pente. Cela n'est pas en accord avec le fait que sur la figure 1 de leur premier article et la figure analogue 3 de leur deuxième article on

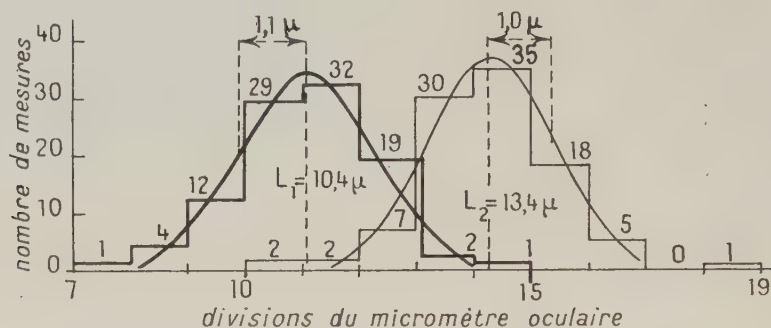


Fig. 6.

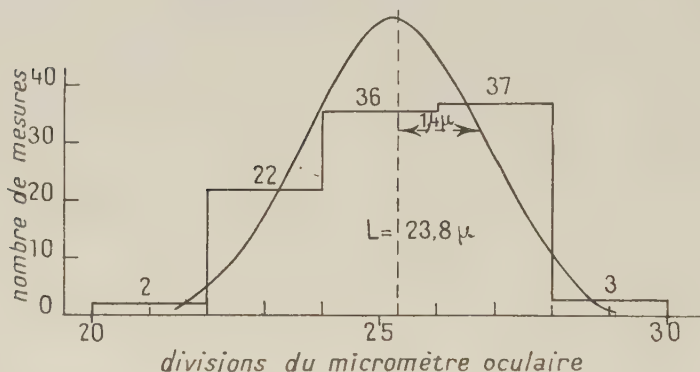


Fig. 7.

n'aperçoit pas l'anomalie corrélatrice dans la répartition angulaire statistique des traces émises au hasard.

2° La figure 2 du deuxième article de Rotblat et Taï est analogue à la figure 3 que j'ai tracée plus haut, au paragraphe 3. Les points figuratifs des α et Th C' s'alignent aussi bien sur la figure de Rotblat et Taï que sur la mienne, même ceux qui sont au voisinage de l'axe des ordonnées et qui correspondent à des traces très inclinées. On a vu que *cet alignement n'a pas d'autre sens que de signifier qu'une transformation affine opère une reconstitution correcte, quelle que soit la pente de la trace*. Il n'y a donc pas accord entre la figure publiée et les conclusions tirées par Rotblat et Taï.

3° Après la publication de ces articles, quand j'ai

travaillé sur des traces de fission, donc très ionisantes j'ai apporté un soin particulier aux mesures. Or, sur la figure 5 que j'ai obtenue avec les fissions, les points s'alignent aussi bien que sur la figure 3 que j'ai obtenue avec des rayons α .

4° Si, sans être important, l'effet supposé existait quelque peu, dans le cas des traces de fission inclinées (α très petit), on trouverait une dimension verticale trop élevée. Si néanmoins on traçait la droite, sa pente serait trop forte, d'où une valeur de k' trop faible. Il se trouve qu'avec les fissions j'ai obtenu

$$k' = 3,25 \pm 0,08,$$

tandis qu'avec les α j'ai obtenu

$$k' = 3,12 \pm 0,05.$$

On a vu que cette différence n'est pas significative, mais elle a lieu dans le sens inverse de ce qu'on attendrait d'après Rotblat et Taï.

Signalons aussi que si l'effet supposé existait, il en résulterait une mauvaise reconstitution des traces inclinées. J'aurais donc dû obtenir un élargissement des histogrammes de portées des fragments de fission. On voit sur ma figure 6 que les histogrammes correspondant au fragment court et au fragment long sont bien distincts, pratiquement autant que cela a été constaté dans l'air.

A la lumière de cette discussion, je ne vois aucune raison pour invoquer une cohésion quelconque des grains d'argent sur les traces. La transformation

affine assure une reconstitution correcte dans tous les cas.

Il est évident que cela suppose une mesure correcte des dimensions « verticales » des traces, sans erreurs systématiques. Les mesures verticales sont plus délicates et plus difficiles que les mesures horizontales; des précautions doivent être prises, j'en ai indiqué quelques-unes dans un article consacré à la précision des mesures microscopiques [9]. Ces précautions étant prises, les mesures verticales restent tout de même entachées d'erreurs accidentelles un peu plus élevées que les mesures horizontales, mais dans l'étude de bien des phénomènes observés dans les plaques, on ne peut cependant pas se dispenser de les faire.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II.

- [1] VIGNERON L. — *J. Physique Rad.*, 1949, **10**, 305.
- [2] Notice technique du fabricant Ilford Ltd, août 1948.
- [3] MARSHALL M. L. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1339.
- [4] ROTBLAT J. et TAÏ C. — *Nature*, 1949, **164**, 835.
- [5] ROTBLAT J. et TAÏ C. — Comptes rendus de la Conférence photographique internationale de Bristol, mars 1950
- (*Photographic Sensitivity*, p. 331, Butterworth, Londres).
- [6] ROADS F. A. — *Photographic Sensitivity*, p. 327.
- [7] VIGNERON L. et BOGAARDT M. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 283.
- [8] VIGNERON L. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **231**, 1473.
- [9] VIGNERON L. — *Revue de Microscopie*, 1950, **2**, 26.

CHAPITRE III (*)

CALCUL GÉNÉRAL DE LA RELATION PARCOURS-ÉNERGIE DES PARTICULES DANS LES ÉMULSIONS OU UN MILIEU RALENTISSEUR QUELCONQUE. APPLICATION NUMÉRIQUE A L'ÉMULSION ILFORD C₂

1. Notations et constantes physiques utilisées au cours de l'article :

E , énergie cinétique de la particule rapide;
 M , masse au repos de la particule rapide;
 v , vitesse de la particule rapide;
 c , vitesse de la lumière;
 β , rapport $\frac{v}{c}$;
 z , nombre de charges portées par la particule rapide;
 e , charge u. e. s. de l'électron = $4,80217 \cdot 10^{-10}$ [14];
 m , masse au repos de l'électron;
 $\frac{M(\text{proton})}{m(\text{électron})} = 1836,093$ [14];
 $mc^2 = 0,5109669 \text{ MeV}$; $Mc^2(\text{proton}) = 938,187 \text{ MeV}$ [14];
 $1 \text{ MeV} = 1,601844 \cdot 10^{-6} \text{ erg}$ [14];
 Nombre d'Avogadro, échelle chimique

$$\alpha = 6,02402 \cdot 10^{23} \text{ [14];}$$

On peut, dans l'émulsion ou tout autre mélange, considérer séparément les différents éléments chimiques. On notera :

i , nom d'une espèce chimique;
 Z_i , numéro atomique des atomes i ;
 a_i , masse atomique (échelle chimique);
 m_i , masse, en grammes, de l'élément i dans un centimètre cube de matière;
 $n_i = \frac{m_i}{a_i}$, nombre d'atomes-grammes i dans un centimètre cube de matière;
 $N_i = \alpha n_i$, nombre d'atomes individuels i dans un centimètre cube;

$n = \sum n_i$, nombre total d'atomes-grammes des divers éléments dans 1 cm^3 ;
 $N = \sum N_i = \alpha n$, nombre total d'atomes des divers éléments dans 1 cm^3 ;
 $N_i Z_i$, nombre total d'électrons des atomes i dans un centimètre cube;
 $n_i Z_i$, nombre, en « électrons-grammes », des électrons des atomes i dans 1 cm^3 ;
 $Z = \frac{\sum N_i Z_i}{N} = \frac{\sum n_i z_i}{n}$ = « Z moyen » de l'émulsion;
 $NZ = \sum N_i Z_i$, nombre total des électrons, pour tous les éléments, dans 1 cm^3 de matière;
 $nZ = \sum n_i Z_i$, nombre, en « électrons-grammes », de la totalité des électrons des divers éléments, dans 1 cm^3 .

Les électrons des divers constituants de l'émulsion peuvent être classés en différentes catégories suivant l'atome chimique et la place dans cet atome (par exemple, une des catégories contiendra tous les électrons L_2 de tous les atomes de brome). On notera :

1, 2, 3, ..., numéro des catégories;
 $A, B, C, \dots$, nombres vrais des électrons, dans chaque catégorie, par centimètre cube;
 $A', B', C', \dots$, nombres « efficaces » des électrons, dans chaque catégorie, par centimètre cube;
 $a, b, c, \dots$, nombres vrais, exprimés en « électrons-grammes » par centimètre cube, pour les catégories 1, 2, 3, ...;
 $a', b', c', \dots$, nombres « efficaces » correspondants, en « électrons-grammes » par centimètre cube, pour les catégories 1, 2, 3, ...;

(*) Chapitre publié par ailleurs. Cf., *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 145.

$I_1, I_2, I_3, \dots$, potentiels d'ionisation moyens pour les catégories 1, 2, 3, ...;
 $\alpha, \beta, \gamma, \dots$, logarithmes décimaux de $I_1, I_2, I_3, \dots$ (les potentiels étant exprimés en électrons-volts).

Les numéros des catégories sont supposés, ce qui n'est pas restrictif, choisis de telle façon que

$$I_1 > I_2 > I_3 > \dots,$$

ce qui entraîne

$$\alpha > \beta > \gamma > \dots$$

2. Rappel de nos calculs précédents [3], [4], [6], intérêt d'un nouveau calcul.

2.1. RÉSULTATS EMPIRIQUES ET PREMIER CALCUL DANS L'ÉMULSION, POUR LES ÉNERGIES BASSES ET MOYENNES. — Différents auteurs [1], [8], [9], [10], [11], [13], [29], [30], [31], ont mesuré expérimentalement le parcours pour différentes énergies connues d'une particule et, entre les points expérimentaux R - E ainsi obtenus, ils ont interpolé graphiquement une courbe parcours-énergie $R = R(E)$.

Pour qu'une telle interpolation empirique soit précise, de très nombreux points expérimentaux sont nécessaires; il n'est pas légitime d'extrapoler hors du domaine d'énergie où ils sont situés.

On a constaté empiriquement, sans que cela soit justifié théoriquement, dans l'air [12], dans l'émulsion [13], et cela est sans doute valable dans un milieu quelconque, que la relation parcours-énergie est approximativement de la forme

$$R = k E^h. \quad (4)$$

En fait, k et h varient lentement avec l'énergie (on le constatera par exemple, plus loin, sur la figure 2); la formule (1) ne permet d'interpoler avec précision que si les points expérimentaux R - E ne sont pas trop espacés, elle ne permet pas d'extrapoler bien loin hors du domaine où ils se trouvent.

Dans un premier travail, en collaboration avec M. Bogaardt [3], [4], j'ai montré qu'il est bien préférable d'employer une formule ayant des bases théoriques. Cela présente les avantages suivants :

1° *Interpolations meilleures.* — La forme de la courbe étant mieux représentée, on peut « enjamber » des intervalles plus grands entre les points expérimentaux dont le nombre peut être fortement réduit.

2° *Possibilité d'extrapoler valablement.*

3° *En traitant le problème directement dans le ralentisseur considéré, on a plus de précision* que si on passe par l'intermédiaire inutile de la relation $R=f(E)$ dans l'air, comme d'autres auteurs [15], [16] l'ont fait.

4° *On peut se borner à faire le calcul dans le cas des protons* en remarquant que : à vitesses égales de deux particules, pour une même épaisseur de matière

traversée, les pertes d'énergie sont proportionnelles aux carrés des charges [18]. Voici les formules de transformation [4] :

$$R(1,9985 E)_{\text{deutons}} = 1,9985 R(E)_{\text{protons}}, \quad (2)$$

$$R(2,9827 E)_{\text{tritons}} = 2,9827 R(E)_{\text{protons}}. \quad (2 \text{ bis})$$

$$R(3,971 E)_{\alpha} = 0,9928 R(E)_{\text{protons}} + 0,4 \mu. \quad (2 \text{ ter})$$

La formule (2 ter) ne convient plus pour $E_{\alpha} < 3$ MeV. La particule α capture et perd alternativement un électron, sa charge moyenne, inférieure à 2, est mal connue. Il faut alors établir empiriquement la relation parcours-énergie des α qui ne peut plus être déduite de celle des protons. Incidemment, nous avons déjà signalé [4], [5], une anomalie encore inexpliquée dans la forme des courbes; de nouvelles expériences seraient souhaitables, pour les énergies α inférieures à 3 MeV (parcours α inférieurs à 10 μ).

La formule (2 ter) convient pour $E_{\alpha} > 3$ MeV, la charge de la particule α reste alors égale à 2. Possédant la relation parcours-énergie des protons, un seul point expérimental $E_{\alpha} - R_{\alpha}$ suffit, en principe à fixer le terme constant de la formule (2 ter). Dans l'émulsion Ilford C₂, avec M. Bogaardt [4], nous avons constaté que ce terme est voisin de + 0,4 μ . Quand les parcours dépassent une centaine de microns, il peut être négligé.

Nous avons récemment constaté [7] que la courbe calculée dans notre premier travail [4] s'est trouvée confirmée par des points expérimentaux postérieurement déterminés, dans la zone $E < 0,6$ MeV [19] et dans la zone $8 \text{ MeV} > E > 5 \text{ MeV}$ [10], [11].

Il est légitime d'admettre que les contributions au ralentissement des différents constituants de l'émulsion sont additives; $p_i(E)$ étant une fonction caractéristique de l'élément chimique i , pour un ralentisseur quelconque, on a

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_i = \sum_i \left(-\frac{dE}{dx}\right)_i = \sum_i N_i p_i(E) = f(E). \quad (3)$$

Bogaardt et moi avons utilisé les potentiels de Mano pour les introduire dans la formule de Bethe [18]

$$p_i(E) = \frac{4\pi e^4 z^2 Z_i}{mv^2} [\text{Log } 2mv^2 - \text{Log } I_i - C_K(i)]. \quad (5)$$

Mano [17] a déterminé ses potentiels avec des rayons α d'énergie comprise entre 2 et 8,8 MeV, ce qui, pour des protons, correspond à

$$0,5 \text{ MeV} < E < 2,2 \text{ MeV}.$$

Il suppose que tous les électrons participent au ralentissement, ce qui n'est pas tout à fait correct, puisque, dans cette région, la particule est plus lente que les électrons K et L de l'argent et du brome. Il commet donc une erreur difficile à chiffrer

sur I_i , cette erreur « compensant l'erreur sur la formule ».

Il est tout à fait normal que cette compensation se retrouve dans le calcul sur l'émulsion : en fait, notre calcul restait correct [4], [6] jusque 8 MeV, au delà de la zone des expériences de Mano. En allant bien au delà, *tandis que les potentiels resteraient erronés, la formule devenant de plus en plus exacte, la compensation ne jouerait plus.*

On pourrait alors penser à utiliser des potentiels d'ionisation obtenus à l'aide d'expériences de ralentissement effectuées dans la zone des grandes énergies [29]. Malheureusement (voir plus loin § 7.5), ces valeurs ne semblent pas, ce qui serait normal, préférables à celles de Mano.

2.2. CALCUL, DANS L'ÉMULSION, POUR LES GRANDES ÉNERGIES. — *Obligé ainsi de renoncer aux potentiels I_i , j'ai, dans un deuxième calcul [6], montré qu'aux grandes énergies $-\frac{dE^2}{dx}$ s'exprime en fonction de deux paramètres constants α et b .*

La table publiée [6] diverge très légèrement, pour $5 \text{ MeV} < E < 10 \text{ MeV}$ des résultats expérimentaux publiés ultérieurement [10], [11], elle reste correcte au delà de 10 MeV.

2.3. CALCUL GÉNÉRAL PROPOSÉ. — *Je me propose ici d'étendre ce calcul vers les basses énergies en calculant les corrections $[\alpha - \alpha_\infty]$, $[(ab) - (ab)_\infty]$ qu'il convient d'apporter au paramètre α et au produit ab quand l'énergie n'est pas suffisamment élevée et que j'avais négligées dans mon deuxième calcul.*

Néanmoins, on verra plus loin que le calcul de ces corrections repose sur des théories approchées et que l'imprécision sur les corrections croît avec celles-ci. Je ne pense donc pas qu'il y ait lieu de déterminer $-\frac{dE^2}{dx}$ par le calcul au-dessous de 1 MeV.

Je reproduis (voir plus loin, table V) les $p_i(E)$ calculés avec Bogaardt [4], pour $E < 0,45 \text{ MeV}$, d'après les résultats d'expérimentateurs [20], [21], [18]. Connaissant la composition du ralentisseur, la formule (3) donne alors $-\frac{dE}{dx}$, d'où

$$-\frac{dE^2}{dx} = -2E \frac{dE}{dx}.$$

Il reste un « trou » entre la partie empirique ($E < 0,45 \text{ MeV}$) et la partie calculée ($E > 1 \text{ MeV}$) de la fonction $-\frac{dE^2}{dx}$. On verra plus loin qu'elle s'écarte peu d'une fonction linéaire en $\log E^2$: en traçant son graphique sur papier semi-logarithmique, il n'y a pratiquement qu'une façon de franchir le « trou » par un « pont » au moyen d'une interpolation graphique. On sera ainsi en possession de la fonction $-\frac{dE^2}{dx}$ quelle que soit l'énergie.

En principe, α_∞ est connu, puisqu'il ne dépend

que de la composition chimique de l'émulsion [6]. Néanmoins, il sera empiriquement ajusté, pour deux raisons :

a. On verra au paragraphe 7.4, qu'il semble bien que le fabricant ne donne pas avec toute la précision souhaitable la composition de l'émulsion Ilford C₂;

b. Les corrections calculées plus loin sur α_∞ et $(ab)_\infty$ n'étant qu'approchées, ajuster le paramètre α_∞ , et peut-être le fausser ainsi très légèrement, peut compenser l'imprécision sur les corrections et conduire à un meilleur accord des calculs et de l'expérience.

Le deuxième paramètre b_∞ est lié aux potentiels d'ionisation, par l'intermédiaire d'une quantité que j'ai définie comme le potentiel moyen d'ionisation pour l'ensemble de l'émulsion [6]. Mais, puisqu'il y a lieu de renoncer aux potentiels I_i , le paramètre b_∞ , ou le produit $(ab)_\infty$, doit être ajusté par des expériences R-E portant sur l'émulsion.

Compte tenu de la constante d'intégration qui s'introduit dans les calculs et des deux paramètres à ajuster, *il suffit maintenant, en principe, de trois points expérimentaux R-E déterminés avec soin dans un ralentisseur quelconque pour avoir toute la courbe parcours-énergie.*

Il y aurait lieu de choisir ces points espacés, l'un aux environs de 1 MeV, l'autre à énergie aussi élevée que possible, le troisième pour une énergie qui pourrait être la moyenne géométrique des deux premières. Deux ou trois points de contrôle ne seraient pas inutiles.

Il est absolument sans objet de déterminer des dizaines de points expérimentaux R-E, comme cela a été fait dans le cas de l'émulsion Ilford C₂. *Dans le cas d'un nouveau ralentisseur, l'effort expérimental, le temps mort pour faire ces expériences, peuvent désormais être épargnés d'une façon considérable.*

3. Théorie simplifiée du ralentissement aux grandes énergies et aux énergies moyennes.

On peut considérer que les contributions au ralentissement sont additives et ne sont pas perturbées par l'existence des liaisons chimiques entre les atomes, ce qu'exprime la formule (3).

3.1. FORMULES DU RALENTISSEMENT AUX GRANDES ÉNERGIES. — Quand une particule rapide traverse la matière, un électron, qui se trouvait primitivement sur une orbite stable, peut, soit être excité sans quitter l'atome d'origine et passer sur un niveau quantifié de l'atome (la transition n'est possible que si le nombre quantique j varie de ± 1 et si l'état final est libre au sens du principe d'exclusion de Pauli), soit être projeté hors de l'atome avec une vitesse initiale non nulle (dans ce cas, l'énergie empruntée à la particule n'est pas quantifiée).

Pour chacune des catégories d'électrons, 1, 2, 3, ..., on peut définir un potentiel moyen d'ionisation. La contribution au ralentissement de l'ensemble des électrons de la catégorie 1 est donnée par une formule du type de la formule relativiste de Bethe [18]

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_1 = \frac{4\pi e^4 z^2}{mv^2} A \times [\text{Log } 2mv^2 - \text{Log } I_1 - \text{Log}(1-\beta^2) - \beta^2]. \quad (6)$$

Chaque atome i contient

2 électrons K_i + 2 électrons L_{1i} + 6 électrons L_{2i} + ... ,

au total Z_i électrons. Définissons le potentiel moyen d'ionisation I_i d'un atome i par l'équation

$$2 \text{Log } I_{K_i} + 2 \text{Log } I_{L_{1i}} + 6 \text{Log } I_{L_{2i}} + \dots = (2 + 2 + 6 + \dots) \text{Log } I_i = Z_i \text{Log } I_i. \quad (7)$$

Sommons les contributions partielles des couches électroniques appartenant aux atomes i ; la contribution de l'ensemble des atomes i au ralentissement s'écrit

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_i = \frac{4\pi e^4 z^2}{mv^2} N_i Z_i \times [\text{Log } 2mv^2 - \text{Log } I_i - \text{Log}(1-\beta^2) - \beta^2]. \quad (8)$$

Définissons, pour l'ensemble de l'émulsion, un potentiel moyen d'ionisation I , par une des deux formules suivantes, dont l'identité est facile à vérifier :

$$A \text{Log } I_1 + B \text{Log } I_2 + C \text{Log } I_3 + \dots = (A + B + C + \dots) \text{Log } I, \quad (9)$$

$$\sum_i (N_i Z_i \text{Log } I_i) = \left(\sum_i N_i Z_i\right) \text{Log } I = NZ \text{Log } I. \quad (10)$$

Partant, soit des contributions classées par couches électroniques, soit des contributions déjà sommées par élément, le ralentissement total dans l'émulsion est donné par une des deux formules équivalentes suivantes :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{mv^2} (A + B + C + \dots) \times [\text{Log } 2mv^2 - \text{Log } I - \text{Log}(1-\beta^2) - \beta^2], \quad (11)$$

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{mv^2} NZ \times [\text{Log } 2mv^2 - \text{Log } I - \text{Log}(1-\beta^2) - \beta^2]. \quad (12)$$

Il y a identité de formulation entre la formule (12) qui exprime le ralentissement par un mélange quasi-homogène, tel que l'émulsion, ou un composé chimique, et la formule (8) qui s'applique à un élément pur. Cela n'indique pas que l'émulsion soit, au point de vue du ralentissement, identique à un des corps simples existants. On verra ainsi aux paragraphes 7.1 et 7.5 que, pour l'émulsion Ilford C₂, on aboutit à

$$Z_{\text{moy}} = 13,26 \quad \text{et} \quad I_{\text{moy}} \sim 330 \text{ eV},$$

tandis que Mano [17] indique, pour Al ($Z = 13$), $I \sim 155$ eV, et pour Si ($Z = 14$), $I \sim 165$ eV.

3.2. CAS DES ÉNERGIES MOYENNES. — Négligeant les corrections relativistes, la formule (6) n'assigne une valeur positive à la contribution des électrons de la catégorie 1 que si $2mv^2$ est supérieur à I_1 , c'est-à-dire si $E = \frac{1}{2}Mv^2$ est supérieur à $\frac{MI_1}{4m}$. Une contribution négative est absurde.

En première approximation, on supposera donc ce qui suit :

1° La formule (6) représente correctement le ralentissement tant que l'énergie des protons est supérieure au seuil

$$E_{P1} = \frac{M}{4m} I_1 = 459 I_1. \quad (13)$$

2° Les électrons de la catégorie 1 « cessent brusquement de participer au ralentissement » si l'énergie de la particule qui traverse la matière tombe au-dessous de E_{P1} .

Par exemple, si $E_{P1} > E > E_{P2}$, les électrons des catégories 1 et 2 ne participent plus au ralentissement, tandis que toutes les autres catégories continuent à y participer. Il faut donc remplacer A et B par zéro dans les formules du paragraphe précédent.

On peut définir, pour l'ensemble de l'émulsion, un potentiel moyen I' , relatif aux catégories qui restent en jeu, en faisant $A = 0$, $B = 0$ dans la formule (9). On a

$$C \text{Log } I_3 + D \text{Log } I_4 + \dots = (C + D + \dots) \text{Log } I'. \quad (14)$$

Pour la contribution totale de l'émulsion, la formule (11) doit être remplacée par

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{mv^2} (C + D + \dots) \times [\text{Log } 2mv^2 - \text{Log } I' - \text{Log}(1-\beta^2) - \beta^2]. \quad (15)$$

N. B. — Bien que nous ne nous en servions pas ultérieurement, signalons que l'additivité des contributions classées par élément est toujours vérifiée. Il y aurait lieu de remplacer Z_i par $Z'_i < Z_i$ et I_i par $I'_i \neq I_i$, pour les éléments dont certaines couches électroniques ne participent plus au ralentissement.

4. Calcul par intégration de la relation parcours-énergie dans le cas de la théorie simplifiée du ralentissement.

4.1. INTRODUCTION DE FONCTIONS AUXILIAIRES $\varepsilon(E^2)$, $\varepsilon'(E^2)$, $\psi(E^2)$. — Rappelons que

$$\text{Log } \gamma = 2,302585 \log \gamma;$$

rappelons aussi l'expression relativiste de l'énergie cinétique

$$E = Mc^2 \left[(1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}} - 1 \right]. \quad (16)$$

Les formules (17), (18), (19) définissent des fonctions de E , qui seront utiles dans le calcul ultérieur

$$\varepsilon = \frac{2E}{Mv^2} - 1, \quad (17)$$

$$\varepsilon' = \log_{10}[(1 + \varepsilon)(1 - \beta^2)] + \frac{\beta^2}{2,302585}, \quad (18)$$

$$\psi = (1 + \varepsilon)(\log_{10} E - \varepsilon'). \quad (19)$$

A l'aide de ces formules, dans le cas où la particule rapide est un proton, j'ai calculé et je donne plus loin dans la table I, les valeurs numériques des fonctions ε , ε' , φ .

On peut remarquer que, jusqu'à 10 MeV, dans le cas des protons, on pourrait se contenter des approximations suivantes :

$$\varepsilon = 1,600 \cdot 10^{-3} E \quad (\text{en MeV}), \quad (20)$$

$$\varepsilon' = 6,850 \cdot 10^{-4} E \quad (\text{en MeV}). \quad (21)$$

On peut aussi indiquer que, la particule étant ou non un proton, voici les développements en série de ε et ε'

$$\varepsilon = \frac{3}{4}\beta^2 + \frac{5}{8}\beta^4 + \frac{35}{64}\beta^6 + \frac{63}{128}\beta^8 + \dots, \quad (22)$$

$$\varepsilon' = 0,43429 \left[\frac{3}{4}\beta^2 - \frac{5}{32}\beta^4 - \frac{11}{96}\beta^6 - \frac{35}{1024}\beta^8 + \dots \right]. \quad (23)$$

4.2. INTRODUCTION DE NOTATIONS ABRÉGÉES. — Pour aérer le calcul, nous noterons a et b les paramètres suivants :

$$a = 2,302585(4\pi e^4 z^2) \frac{M}{m} (A + B + C + D + \dots), \quad (24)$$

$$b = -\log_{10} \left(\frac{M}{4m} \right) - \log_{10} I. \quad (25)$$

En vue d'applications numériques, il est commode d'utiliser le système pratique suivant :

Énergie de la particule, en mégaelectrons-volts; potentiels d'ionisation, en électrons-volts; distances, en microns; logarithmes décimaux; nombres a , b , c , ..., en électrons-grammes au lieu de A , B , C , ..., nombres vrais des électrons des catégories 1, 2, 3, ...

Dans ces conditions, et la particule rapide étant supposée être un proton, il vient

$$a_{\text{prat}} = 6,6331 \cdot 10^{-2} (a + b + c + d + \dots), \quad (26)$$

$$b_{\text{prat}} = 3,33817 - \log I, \quad (27)$$

$$(ab)_{\text{prat}} = 6,6331 \cdot 10^{-2} [a(3,33817 - \alpha) + b(3,33817 - \beta) + c(3,33817 - \gamma) + \dots]. \quad (28)$$

4.3. TRANSFORMATION ET INTÉGRATION DE L'ÉQUATION (11). — Compte tenu des notations abrégées introduites aux paragraphes 4.1 et 4.2, il est facile de vérifier que l'équation (11) est équivalente à l'une ou l'autre des équations suivantes :

$$-\frac{dE^2}{dx} = a(1 + \varepsilon)(\log_{10} E + b - \varepsilon') = g(E^2), \quad (29)$$

$$-\frac{dE^2}{dx} = a\psi(E^2) + ab(1 + \varepsilon) = g(E^2). \quad (30)$$

Une intégration donne alors le parcours en fonction de E^2

$$R(E^2) = R(E_0^2) + \int_{E_0^2}^{E^2} \frac{1}{g(E^2)} dE^2. \quad (31)$$

4.4. CAS DES ÉNERGIES MOYENNES. — Quand on se trouve dans la zone des énergies moyennes, certaines catégories d'électrons, dans l'approximation admise au paragraphe 3.2, ne participent pas au ralentissement.

Les formules (29), (30), (31) restent alors valables, à condition de remplacer par zéro, dans les formules (9), (26), (27), (28), les nombres a , b , ... des électrons des catégories qui ne participent plus au ralentissement.

On voit ainsi qu'aux grandes énergies, les paramètres a , b et leur produit (ab) restent constants; l'énergie décroissant, chaque fois qu'on franchit un seuil, a diminue et b augmente et ces paramètres gardent une valeur fixe jusqu'à ce que, l'énergie décroissant encore, un nouveau seuil soit rencontré.

Par exemple, si l'énergie est comprise entre E_p et E_{p_1} , les catégories 1 et 2 se trouvant exclues du ralentissement, en se reportant aux formules (26) et (28), on voit que

$$a_{\infty} - a = 6,6331 \cdot 10^{-2} (a + b). \quad (32)$$

$$(ab)_{\infty} - (ab) = 6,6331 \cdot 10^{-2} \times [a(3,33817 - \alpha) + b(3,33817 - \beta)]. \quad (33)$$

4.5. ALLURE DE LA FONCTION $\frac{dE^2}{dx}$. — Sur la

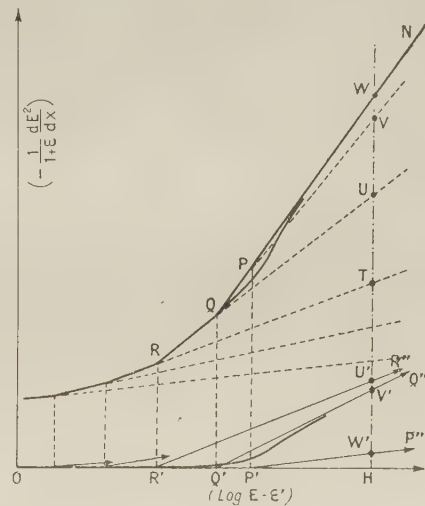


Fig. 8.

figure 8, j'ai schématiquement porté la fonction $-\frac{1}{1 + \varepsilon} \frac{dE^2}{dx}$ en fonction de $(\log E - \varepsilon')$.

La contribution des électrons K de l'iode est figurée par le segment OP' (contribution nulle

au-dessous du seuil), puis par le segment P'P'', OQ'Q'', OR'R'' figurent les contributions des électrons Ag_K et Br_K.

L'additivité des différentes contributions s'exprime, sur la figure 1, par les égalités

$$TU = HU', \quad UV = HV', \quad VW = HW'. \quad (34)$$

Le graphique relatif à l'ensemble de l'émulsion est formé d'une suite de segments de droites RQ, QP, PN, ...; sur chacun d'eux, α et b gardent des valeurs fixes. Le segment PN peut être prolongé indéfiniment du côté des grandes énergies, puisque toutes les catégories d'électrons participent alors au ralentissement.

5. Améliorations à la théorie du ralentissement.

5.1. INTRODUCTION DES NOMBRES EFFICACES D'ÉLECTRONS. — Pour chaque transition, à partir d'un niveau, on définit une force d'oscillateur f suivant l'état où aboutit l'électron (f = différence d'énergie $\times$ probabilité de transition). A chaque couche électronique correspond un facteur F = somme des f relatifs aux transitions partant de ce niveau.

Dans la théorie du ralentissement, un électron doit être compté pour $\frac{1+F}{2}$ [22].

Il s'ensuit que $A, B, C, \dots$ étant les nombres vrais des électrons des catégories 1, 2, 3, ... et $a, b, c, \dots$, les nombres correspondants en électrons-grammes, il faut, dans les équations des paragraphes précédents, leur substituer des nombres efficaces $A', B', C', \dots$ et $a', b', c', \dots$.

Étant donné que, pour un atome, la somme des F relatifs à ses différents électrons est égale à Z , on voit que

$$\left. \begin{aligned} A' + B' + C' + \dots &= \Sigma(N_i Z_i) = A + B + C + \dots \\ \text{ou} \\ a' + b' + c' + \dots &= \Sigma(n_i Z_i) = a + b + c + \dots \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

On pourrait donc se dispenser d'introduire les nombres efficaces quand toutes les catégories d'électrons participent au ralentissement (grandes énergies).

Mais aux énergies intermédiaires, certaines catégories étant exclues du ralentissement, on ne peut pas se passer d'introduire les nombres efficaces $a', b', c', \dots$ dans les formules (32) et (33) qui donnent la variation des paramètres α et β .

5.2. VARIATION DE LA CONTRIBUTION DES ÉLECTRONS K EN FONCTION DE L'ÉNERGIE. — Bethe [18] a traité ce problème, son calcul a été repris et amélioré par Brown [24] et Walske [23]. Brown a été obligé de conserver encore deux simplifications théoriques : emploi d'un modèle simplifié de l'atome, abandon des corrections relativistes.

On peut toujours écrire, d'après Bethe, [18]

$$\left(-\frac{dE^2}{dx}\right)_{\text{vraie}} = 4\pi e^4 z^2 \frac{M}{m} NB_K(E). \quad (36)$$

Brown [24] explicite comme suit la fonction $B_K(E)$:

$$B_K(E) = p \log E + q - C_K \left(\frac{1}{E}\right). \quad (37)$$

Posons

$$-\frac{q}{p} = \log \frac{M'}{4m} I_K = \log 459 I_K = \log E_P \quad (38)$$

et négligeons le terme C_K , nous obtenons

$$\left(-\frac{dE^2}{dx}\right)_{\text{appr}} = 4\pi e^4 z^2 \frac{M}{m} Np \left(\log E - \log \frac{M'}{4m} I_K\right), \quad (39)$$

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{appr}} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m\nu^2} Np (\log 2m\nu^2 - \log I_K). \quad (40)$$

Nous retrouvons la formule (6), aux termes relativistes près.

Voici le sens des coefficients p et q de Brown : p est le nombre efficace pour les deux électrons de la couche K (pour chacun d'eux, la force d'oscillateur est donc $p-1$); la formule (38), à partir de $\frac{P}{q}$, fournit la valeur numérique du potentiel d'ionisation I_K des électrons de la couche K , d'où le seuil E_P de « commencement d'efficacité au ralentissement ». J'utiliserai plus loin, tirés du travail de Brown les deux renseignements suivants : nombres efficaces d'électrons, potentiels (ou seuils). Ils permettent de fixer l'origine et la pente de la demi-droite représentant dans la figure 1 la contribution des électrons K d'un élément donné.

La fonction $C_K \left(\frac{1}{E}\right)$ est une correction correspondant à la différence entre la théorie approchée [form. (39) et (40)] et la réalité.

On a

$$\left(-\frac{dE^2}{dx}\right)_{\text{appr}} - \left(-\frac{dE^2}{dx}\right)_{\text{vraie}} = 4\pi e^4 z^2 \frac{M}{m} NC_K \left(\frac{1}{E}\right). \quad (41)$$

Bethe [18], puis Brown [24] ont étudié la fonction $B(E)$ et la correction $C \left(\frac{1}{E}\right)$ dans le cas de la couche K .

L'introduction de la correction $C \left(\frac{1}{E}\right)$ signifie que la contribution au ralentissement des électrons K de l'argent n'est pas figurée, comme on l'a provisoirement admis jusqu'ici, par le segment OQ' suivi de la demi-droite Q'Q'' de la figure 8 : avant le seuil Q', il y a une contribution faible non nulle; après le seuil, la contribution croît lentement et tend asymptotiquement vers la demi-droite Q'Q''. La contribution vraie à l'allure de la courbe figurée au voisinage du point Q' dans la figure 8, il n'y a plus de discontinuité au voisinage du seuil. Cela se répercute, au voisinage du point Q, sur le graphique correspondant à l'émulsion dans son ensemble.

Mais le travail de Brown est basé sur un modèle simplifié de l'atome et ne tient pas compte de corrections relativistes. Je ne crois pas qu'il y ait grand intérêt à remplacer une demi-droite dont l'origine et la pente sont imprécises par une courbe. Je négligerai donc la correction $C\left(\frac{1}{E}\right)$.

6. Données sur les niveaux électroniques des constituants usuels des émulsions.

Pour mener à bien le calcul numérique de la variation des paramètres α et αb , j'ai besoin :

a. Du nombre efficace des électrons de chaque couche ou des sommes des forces d'oscillateurs par électron. Je les donne dans la table II, d'après Brown [24], pour la couche K , ou Bethe [23], pour les couches L , M .

b. Des potentiels moyens d'ionisation I de chaque couche, ainsi que des seuils $E_p = 459 I$ correspondants; je les donne dans la table III.

Voici comment ces données ont été obtenues :

Siegbahn [25] donne les potentiels d'excitation expérimentaux J des raies X les plus dures des séries K , L , M des éléments. J est assimilable à l'énergie d'ionisation de ces couches, mais un peu inférieur à leur potentiel moyen d'ionisation I , puisque la particule peut expulser l'électron avec une vitesse non nulle. Je reproduis les J dans la première ligne de la table III.

Dans la deuxième ligne de la table III, je porte

$$J' = mc^2 \frac{(Z_{\text{eff}})^2}{n \times 136} \quad (42)$$

appelée par Bethe [18] et Brown [24] : « *potentiel idéal d'ionisation* ». Pour Z_{eff} , j'admets, d'après Slater [26], pour la couche K : ($Z - 0,3$); pour la couche L : ($Z - 4,15$); pour la couche M : ($Z - 14,75$).

Dans la troisième ligne de la table III, je porte, pour les niveaux K , le paramètre θ de Bethe [18] et Brown [24]

$$\theta = \frac{J}{J'}. \quad (43)$$

Pour Ag et Br, θ est voisin de 0,8, valeur qu'on peut conserver aussi pour I et S, constituants mineurs des émulsions. Pour $\theta = 0,8$, Brown [24] explicite ainsi la formule (38) :

$$B_K(E) = 1,64569 \text{ Log} \left(\frac{mE}{MJ} \right) + 2,40165 - C_K \left(\frac{1}{E} \right). \quad (44)$$

On a vu, au paragraphe 5.2, comment on en tire, pour la couche K , les forces d'oscillateurs, nombres efficaces d'électrons, ainsi que E_p et I .

En ce qui concerne les couches L , M , la théorie est moins perfectionnée que dans le cas de la couche K ; les potentiels moyens d'ionisation sont certainement voisins de J' , et je les considérerai

comme égaux à J' . La formule (13) donne alors le seuil E_p .

Aucun calcul théorique d'une correction C_L ou C_M , analogue à C_K n'a encore été fait. On continuera donc à admettre un commencement brusque de la participation au ralentissement, d'autant que les nombres efficaces et les potentiels d'ionisation ne sont pas connus avec précision.

L'imprécision qui subsiste dans le calcul que je fais ne me paraît pas grave : les variations de α et de αb sont des termes correctifs peu importants devant α_∞ et αb_∞ , et ce qui échappe est en somme le terme correctif d'un terme correctif, c'est-à-dire une correction du second ordre.

Quand l'énergie tombe au-dessous de 1 MeV, les corrections sur α et αb devenant plus importantes, il ne paraît pas prudent de conserver cette méthode de calcul, c'est pourquoi, au paragraphe 2.3 j'ai indiqué, pour calculer $\frac{dE^2}{dx}$, une méthode empirique qui donne entièrement satisfaction.

7. Application pratique à l'émulsion photographique Ilford C₂.

7.1. COMPOSITION CHIMIQUE ET DONNÉES NUMÉRIQUES. — Dans la table IV, les m_i (masse de i par centimètre cube) sont donnés d'après le fabricant [27]; les I_i , d'après Mano [17]; les I_i^* , d'après Bakker et Segré [28]; les valeurs de ces auteurs diffèrent de celles de Mano, surtout pour les éléments lourds. Les totaux

$$\Sigma n_i = 0,1342, \quad \Sigma (n_i Z_i) = 1,779, \quad \Sigma (n_i Z_i \log I_i) = 4,4070$$

sont effectués dans la table.

Z moyen de l'émulsion (cf. notations et constantes physiques) est donc

$$Z = \frac{1,779}{0,1342} = 13,26. \quad (45)$$

La formule (10) nous donne une première valeur approchée (d'après Mano) du potentiel d'ionisation I , pour l'ensemble de l'émulsion

$$\log I \sim \frac{4,4070}{1,779} = 2,4772, \quad \text{d'où } I \sim 300 \text{ eV.} \quad (46)$$

7.2. VALEURS APPROCHÉES DE α_∞ , α_∞ , $(\alpha b)_\infty$. — L'application des formules (26) et (27) donne alors des valeurs approchées des paramètres

$$\alpha_\infty \sim 0,1180, \quad b_\infty \sim 0,8610, \quad (\alpha b)_\infty \sim 0,1016. \quad (47)$$

Le même calcul, d'après les potentiels de Bakker et Segré, donne

$$\alpha_\infty = 0,1180, \quad b_\infty = 0,907, \quad (\alpha b)_\infty = 0,1070. \quad (48)$$

7.3. VARIATION DES COEFFICIENTS α ET (αb) AUX ÉNERGIES MOYENNES. — Les seuils et les potentiels de la table III sont reportés dans la table VI,

les logarithmes décimaux α , β , γ , ... des potentiels sont également indiqués dans la table VI.

Les nombres efficaces a' , b' , c' , ont été calculés compte tenu de la composition chimique (table IV) et des nombres efficaces pour un atome (table II).

Dans les deux dernières colonnes de la table VI, je donne, calculés alors conformément aux formules (32) et (33), les corrections sur les paramètres a_∞ et $(ab)_\infty$.

7.4. AJUSTEMENT EMPIRIQUE DES COEFFICIENTS a ET (ab) . — Deux valeurs numériques, a_∞ et $(ab)_\infty$ étant choisies, compte étant tenu de leurs variations calculées et portées dans la table VI, le calcul peut être mené à bien et confronté avec l'expérience. Cette confrontation a été faite avec l'ensemble des nombreux points expérimentaux $E-R$ disponibles dans l'émulsion Ilford C₂ et non pas seulement avec trois d'entre eux, ce qui serait théoriquement suffisant, comme on l'a vu au paragraphe 2.3.

Comme a ne dépend pas des potentiels d'ionisation, il était logique que j'essaye $a_\infty = 0,118$, valeur calculée en fonction de la composition chimique. Il a été impossible d'ajuster une valeur b_∞ donnant un bon accord quelle que soit l'énergie. J'ai pu en envisager deux explications :

1° Le coefficient a_∞ serait, en réalité, inférieur à 0,118. — Ce n'est pas à éliminer. Le fabricant [27] donne les m_i avec deux décimales seulement (cf. table IV), il ne précise pas s'il s'agit de l'émulsion sèche ou en équilibre avec l'humidité atmosphérique. Une erreur de 3 pour 100 sur la composition annoncée n'est donc pas exclue.

Un argument en faveur de cette explication est le suivant. Dans le calcul que j'ai précédemment publié, pour les grandes énergies [6], c'est-à-dire au-dessus de 13 MeV dans la zone où a et b gardent des valeurs constantes, l'ajustement avait été possible avec $a_\infty = 0,118$, $b_\infty = 0,74$, valeur nettement inférieure à $b_\infty = 0,861$, prévue d'après Mano, et encore plus à $b = 0,907$, prévue d'après Bakker et Segré. Si $a_\infty = 0,118$, on est donc ainsi amené à considérer les potentiels expérimentaux comme très grossièrement erronés. Si, par contre, on admet une valeur plus petite de a_∞ , l'ajustement de b_∞ , dans cette zone d'énergie, conduit à une valeur supérieure à 0,74 et nous rapproche des résultats de ces auteurs.

2° Les variations $a_\infty - a$ et $(ab)_\infty - (ab)$ portées dans la table VI seraient trop faibles et devraient être sensiblement augmentées. Cela signifierait que les nombres efficaces d'électrons auraient été sous-estimés pour les couches K et L.

Un argument contre cette explication est le suivant : les théories donnant les forces d'oscillateurs ne sont certes qu'approchées, mais il semble peu vraisemblable qu'elles conduisent à une telle imprécision.

Je considère donc comme vraisemblable que le fabricant n'a pas donné la composition chimique avec toute la précision souhaitable, ce qui fausse le calcul de a_∞ et j'ajusterai aussi ce coefficient.

Cela ne veut pas dire que la deuxième explication ne joue pas pour une faible part. Il n'y a pas à s'en soucier pratiquement : si on est en possession d'une théorie qui approche de très près la réalité, fausser très légèrement les coefficients théoriques, dans une application numérique, permet de combler le faible écart entre la théorie et la réalité.

Les valeurs numériques suivantes :

$$a_\infty = 0,115, \quad (ab)_\infty = 0,094 \quad (49)$$

m'ont permis de calculer, depuis 1 MeV jusqu'à 220 MeV, une relation parcours-énergie (table VII pour $E > 1$ MeV) en accord complet avec tous les points expérimentaux connus.

Des valeurs numériques légèrement différentes peuvent aussi assurer cet accord, cela tient à la marge d'imprécision existant sur les points expérimentaux. Je ne reproduis pas les essais d'ajustement des coefficients, j'en ai toutefois conclu avec certitude que

$$0,113 < a_\infty < 0,115 \quad \text{et} \quad 0,092 < (ab)_\infty < 0,096.$$

d'où on conclut, pour b_∞

$$b_\infty = 0,817 \pm 0,030. \quad (50)$$

7.5. CONSIDÉRATIONS SUR LES POTENTIELS D'IONISATION. — En nous reportant aux valeurs approchées de b_∞ calculées d'après Mano [cf. form. (47)] ou d'après Bakker et Segré [cf. form. (48)] et aux formules (25) et (10), on voit que les potentiels donnés par ces auteurs sont trop faibles et doivent, en moyenne, être multipliés par les coefficients suivants :

$$10(0,861-0,817 \pm 0,030) = 1,11 \pm 0,07 \quad (\text{Mano}), \quad (51)$$

$$10(0,907-0,817 \pm 0,030) = 1,23 \pm 0,07 \quad (\text{Bakker et Segré}). \quad (52)$$

S'il y a presque compatibilité avec les potentiels de Mano, j'arrive à la conclusion que les potentiels de Bakker et Segré sont certainement erronés bien que, pourtant, ces auteurs (28) aient fait leurs expériences avec des particules de grande énergie.

Mon calcul porte sur l'émulsion globale et non sur les éléments. On voit dans la table IV que Ag et Br contribuent ensemble pour 80 pour 100 au facteur $\Sigma_i (n_i Z_i \log I_i)$ de l'émulsion. Rien de sûr ne peut être conclu pour les éléments légers et c'est certainement dans les potentiels des éléments lourds, Ag et Br, que siège la discordance que je viens de signaler.

D'après les formules (50) et (25), j'obtiens comme potentiel moyen d'ionisation de l'ensemble de l'émulsion la valeur suivante :

$$I = 332 \pm 25 \text{ eV} \quad (\text{Ilford C}_2). \quad (53)$$

A condition d'admettre que les nombres efficaces

d'électrons indiqués dans la table II sont surestimés ou sousestimés, les corrections à apporter aux énergies moyennes sur les paramètres α et (ab) changeraient; finalement, les marges d'erreur dans la détermination de α et (ab) seraient un peu plus fortes que je ne l'ai indiqué à la fin du paragraphe 7.4.

On pourrait penser qu'alors la compatibilité avec les potentiels de Bakker et Segré deviendrait possible. Je vais montrer qu'il n'en est rien.

Dans la région autour de 5 MeV, il y a suffisamment de points expérimentaux pour qu'on puisse tracer avec assez de certitude une courbe empirique et relever sur elle

$$0,173 < \left(-\frac{dE^2}{dx} \right)_{5 \text{ MeV}} < 0,180. \quad (54)$$

Remplaçons, dans l'équation (30), ε et ψ par leurs valeurs numériques pour $E = 5$ MeV, prises dans la table I, il vient

$$0,173 < \left[-\frac{dE^2}{dx} \right]_{5 \text{ MeV}} = 0,7011 \alpha_{5 \text{ MeV}} + 1,008(ab)_{5 \text{ MeV}} < 0,180. \quad (55)$$

Admettons qu'il faille tripler les corrections sur α et ab relevées dans la table III, nous aurions

$$\alpha_{\infty} - \alpha_{5 \text{ MeV}} = 3 \times 0,00374 = 0,01122, \quad (56)$$

$$(ab)_{\infty} - (ab)_{5 \text{ MeV}} = 3 \times (-0,00365) = 0,01095. \quad (57)$$

Combinant (55), (56) et (57), il vient

$$0,173 - 0,0038 < 0,7011 \alpha_{\infty} + 1,008(ab)_{\infty} < 0,180 - 0,0038. \quad (58)$$

Il est exclu que l'efficacité des électrons K sorte des limites suivantes : zéro à trois fois ce que, d'après les calculs de Bethe (23) et Brown (24), j'ai porté dans la table II. Comparant alors (55) et (58), ces inégalités entraînent

$$0,169 < 0,7011 \alpha_{\infty} + 1,008(ab)_{\infty} < 0,180. \quad (59)$$

Si, conformément aux potentiels de Segré, on porte [cf. form. (48)] $b = 0,907$, l'inégalité (59) devient

$$0,1045 < \alpha_{\infty} < 0,1115. \quad (60)$$

On a vu plus haut que, d'après la composition annoncée par le fabricant, $\alpha_{\infty} = 0,118$ et que l'erreur relative ne peut dépasser 3 pour 100. A moins que le fabricant n'ait sciemment induit les physiciens en erreur en publiant une composition fausse, les potentiels de Bakker et Segré [28] doivent être considérés comme erronés.

La comparaison avec la courbe empirique au voisinage de 3 MeV et au voisinage de 10 MeV amène à des inégalités tout aussi impossibles à satisfaire que l'inégalité (60).

7.6. PROCÉDÉS DE CALCUL, RÉSULTATS NUMÉRIQUES, COURBES PARCOURS-ÉNERGIE. — J'ai indi-

qué au paragraphe 2.3 comment obtenir $\frac{dE^2}{dx}$ pour $E < 0,45$ MeV et pour $0,45 \text{ MeV} < E < 1$ MeV. Pour $1 \text{ MeV} < E < 220$ MeV, j'ai porté

$$\alpha_{\infty} = 0,115, \quad ab_{\infty} = 0,094$$

dans la formule (30) en tenant compte, au-dessous du plus élevé des seuils ($I_K = 16,3$ MeV), des corrections sur α et ab calculées et portées dans la table VI.

Je donne, dans la table VII, la fonction inverse

$$R' = \frac{dR}{dE^2} = \frac{1}{g(E^2)},$$

qu'il s'agit d'intégrer. La constante d'intégration $R(E_0^2)$ de la formule (31) a été choisie de façon à donner le meilleur accord du calcul et de l'ensemble des points expérimentaux $E-R$.

L'intégration a été faite, à l'aide d'une machine à calculer, par des méthodes numériques approchées; les valeurs discontinues de E^2 sont choisies assez rapprochées : 1° pour que le calcul ne soit pas en lui-même une source d'imprécision supérieure à $\frac{R}{4000}$ 2° pour que l'emploi entre les valeurs figurant dans la table VII d'une série de Taylor limitée à ses trois premiers termes n'introduise jamais une erreur supérieure à $\frac{R}{2000}$.

Je donne dans la table VII les coefficients R' et $\frac{R''}{2}$ de ce développement. Pour toute énergie E , on aura le parcours

$$R(E^2) = R(E_0^2) + R'(E^2 - E_0^2) + \frac{R''}{2}(E^2 - E_0^2)^2. \quad (61)$$

Dans la table VII, à titre indicatif, j'ai porté aussi les valeurs de E (bien noter cependant que les dérivées R' et R'' sont prises par rapport à E^2 , variable d'intégration).

Sur la figure 9, j'ai représenté, en coordonnées bilogarithmiques les courbes parcours énergie que j'ai calculées pour les protons (P_1, P_2, P_3), les deutons (D_1, D_2, D_3), les tritons (T_1, T_2, T_3), les particules α ($\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$).

La petite échelle du graphique limite pratiquement la précision des lectures sur les courbes à 2 pour 100 environ. Pour obtenir une précision meilleure, il convient :

1° Pour les protons, de se reporter à la table VII et à la formule d'interpolation (61).

2° Pour les deutons, tritons, particules α , de transformer les résultats relatifs aux protons [table VII et formule (61)] en leur appliquant respectivement les formules (2), (2 bis), (2 ter).

Il faut aussi rappeler que, pour $E_x < 3$ MeV, la courbe déduite par application de la formule (2 ter) et que j'ai figurée par quelques points très espacés est incorrecte. Dans cette région d'énergie, la courbe α_1 correcte que j'ai figurée en traits ponctués est basée

sur des déterminations expérimentales directes de parcours.

7.7. ACCORD DE LA RELATION CALCULÉE ET DES DÉTERMINATIONS EXPÉRIMENTALES. — Souvent, les

expérimentateurs donnent ainsi leurs points parcours-énergie : $R \pm \Delta_1 R$, $E \pm \Delta E$. Je transforme l'imprécision-énergie en imprécision-parcours équivalente $\Delta_2 R = {}_2 R' E \Delta E$ (R' , dérivée par rapport à E^2 , étant pris dans la table VII).

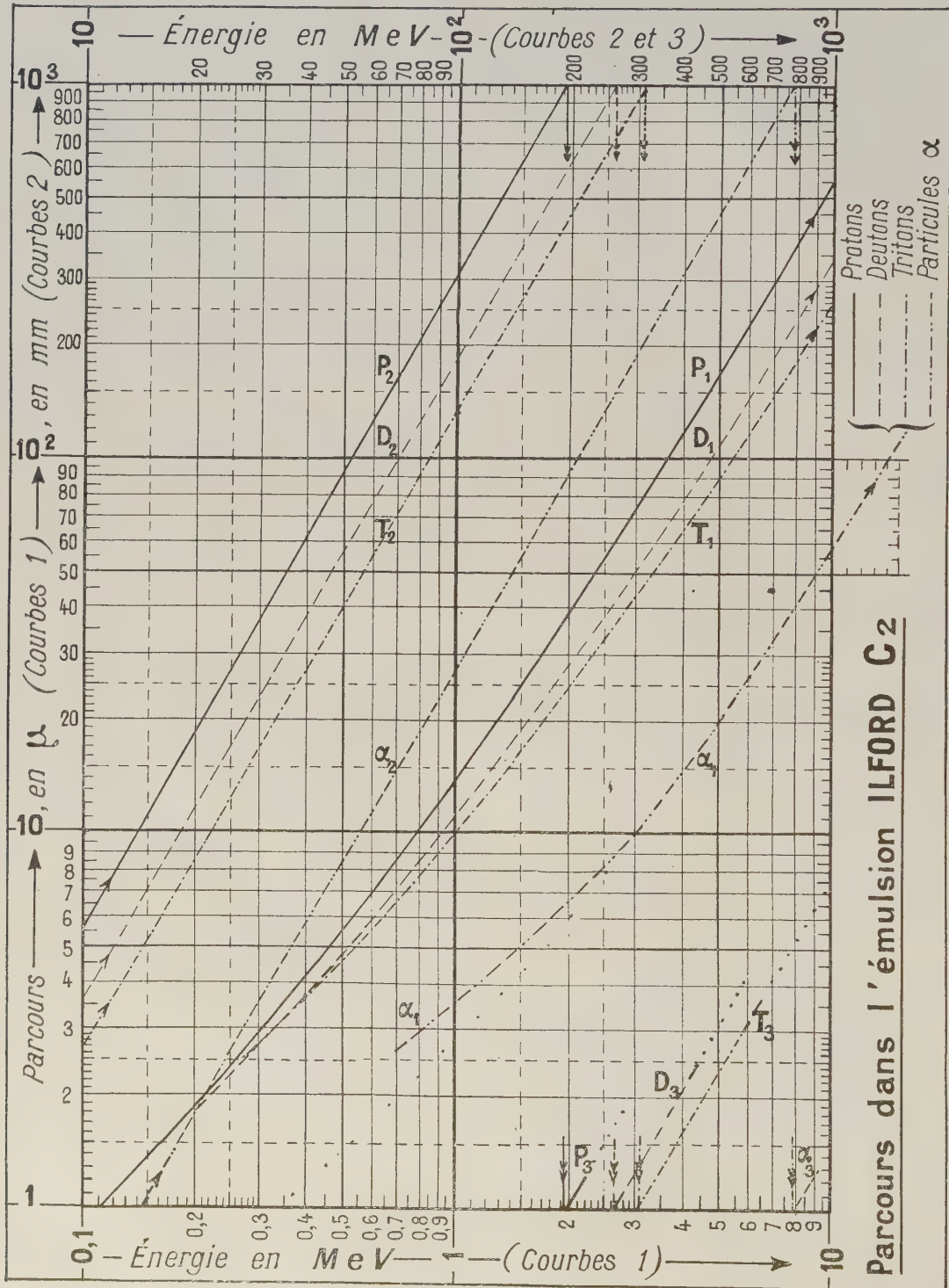


Fig. 9.

En général, deux autres causes d'imprécision passent inaperçues ou ne sont pas signalées :

1° La diffraction limite le pouvoir séparateur des microscopes. J'ai précédemment montré [2] que, sur le même lot de traces, mesurées par deux expérimentateurs différents, il peut exister des différences systématiques voisines de $\Delta_3 R = 0,15 \mu$. Cette erreur, pour des parcours inférieurs à 200μ , n'est souvent pas négligeable devant les autres.

2° J'ai aussi précédemment signalé [2] qu'il existe des différences sensibles entre différents micromètres-objectifs utilisés comme étalons de longueur et même entre les deux moitiés d'un même micromètre. Je ne pense pas [2] surestimer cette imprécision en la considérant comme égale à $\Delta_4 R = \frac{R}{300}$.

Le résultat de mon calcul doit être comparé à l'expérience, compte tenu de l'imprécision totale de celle-ci, soit

$$\Delta R = \Delta_1 R + \Delta_2 R + \Delta_3 R + \Delta_4 R. \quad (62)$$

La table VIII résume cette comparaison.

L'accord est parfait avec les résultats de Nereson et Reines [19], Faraggi [29], Rotblat [9], [10], Catala et Gibson [11], Panofsky et Fillmore [30], Cüer et Jung [31]. L'accord est parfait aussi avec les résultats de Lattès, Fowler et Cüer pour $E < 5 \text{ MeV}$, et il faut signaler qu'au-dessus de 5 MeV ces auteurs sont en désaccord avec toutes les mesures ultérieures. Bradner, Smith, Barkas et Bishop [13] signalent eux-mêmes comme erroné leur point à $16,4 \text{ MeV}$ et pensent que cela peut être dû à une erreur dans le repérage de la position de leur plaque. Bien qu'ils ne le signalent pas, leur point à $7,8 \text{ MeV}$ est erroné (parcours excessif par rapport aux autres expérimentateurs). L'erreur sur ces deux points diminue un peu le crédit qu'on attribue à la précision annoncée par Bradner et al. pour leurs autres mesures. Malheureusement, personne d'autre n'a encore déterminé de parcours pour $E > 16 \text{ MeV}$. L'accord de mon calcul avec les points qu'ils donnent jusqu'à 40 MeV est bon.

Puisque, depuis $E = 0,1 \text{ MeV}$ jusqu'à $E = 40 \text{ MeV}$ la table VII calculée donne des parcours indiscernables des parcours expérimentaux, je me suis cru autorisé à extrapoler le calcul jusqu'à $E = 220 \text{ MeV}$. On peut escompter que la divergence calcul-expérience ne dépasse pas 2 pour 100 pour les énergies les plus élevées.

7.8. COMPARAISON AVEC LES TABLES PRÉCÉDEMMENT CALCULÉES. — Par un procédé moins rigoureux, j'avais précédemment calculé, avec M. Bogaardt [4], une table des parcours jusqu'à $E = 8 \text{ MeV}$. Cette table est pratiquement identique à la partie correspondante de la table VII.

Sans tenir compte des variations de α et ab , j'avais, par la suite, calculé une table valable aux énergies élevées [6]. Il ne faut donc pas s'étonner que, dans la zone des énergies moyennes $5 \text{ MeV} < E < 13 \text{ MeV}$, des expériences ultérieures [10], [11] aient montré une légère erreur de ce calcul. Toutefois, pour $E > 10 \text{ MeV}$, les parcours ne diffèrent pas de plus de 1 pour 100 de ceux de la table VII.

La méthode actuellement suivie résoud pour la première fois le calcul de la relation parcours-énergie d'un mélange, quelle que soit l'énergie. Elle doit être préférée aux méthodes antérieurement développées.

Pour toute autre composition d'émulsion, les tables de fonctions auxiliaires, d'efficacité des couches, de seuils et de potentiels d'ionisation que je donne plus loin ne seraient pas à recalculer. Le calcul d'une table analogue à la table VII serait considérablement allégé. Rappelons (cf. § 2.3) que trois points expérimentaux $E-R$ suffiraient à fixer toutes les constantes intervenant dans le calcul.

8. Suggestion pour une meilleure cohérence des résultats expérimentaux.

Les principales causes de divergence entre les résultats des différents expérimentateurs sont dues :

1° à l'imprécision $\Delta_4 R$ provenant de la non identité des micromètres objectifs utilisés par eux [2];

2° à de petites différences dans le pouvoir de ralentissement des émulsions utilisées, dues à d'éventuelles variations faibles de la composition chimique entre les lots différents d'émulsions fournies par le fabricant, et surtout à la plus ou moins grande humidité des plaques en équilibre avec un air ambiant de degré hygrométrique mal connu.

On pourrait renoncer au micron comme unité de longueur et le remplacer par la longueur moyenne des α de Th C' voisine de 47μ et qu'on conviendrait égale à 47μ pour la commodité.

Chaque physicien déterminerait dans l'émulsion qu'il emploie en vue d'une expérience, dans le même lot de fabrication d'émulsion, dans les mêmes conditions d'humidité, le parcours moyen des α de Th C', par référence auquel seraient mesurés les autres parcours.

Je pense qu'on arriverait ainsi à faire concorder à $1/400^e$ près les parcours mesurés par deux auteurs différents pour une même énergie, tandis qu'actuellement cette concordance n'est réalisée qu'à $1/100^e$ ou $1/200^e$ près.

La relation parcours-énergie dans les émulsions serait ainsi mieux déterminée, la précision de l'émulsion comme matériel d'expérience serait améliorée.

9. Tables numériques.

TABLE I.

Fonctions auxiliaires β^2 , ε , ε' , $\psi(E^2)$ en fonction de E^2 ,
pour les prot ns.

E^2 (MeV) ²	$10^6 \beta^2$	$10^6 \varepsilon$	$10^6 \varepsilon'$	$\psi(E^2)$
1.....	—	1 600	685	—0,00069
1,2.....	—	1 752	750	+0,03891
1,4.....	—	1 893	810	+0,07239
1,6.....	—	2 024	866	0,10140
1,8.....	—	2 147	919	0,12697
2.....	—	2 263	969	0,14988
2,5.....	—	2 530	1 083	0,19839
3.....	—	2 771	1 186	0,23803
3,5.....	—	2 993	1 282	0,27156
4.....	—	3 200	1 370	0,30062
5.....	—	3 578	1 532	0,34920
6.....	—	3 919	1 678	0,38891
7.....	—	4 233	1 812	0,42252
8.....	—	4 525	1 937	0,45164
9.....	—	4 800	2 055	0,47735
10.....	—	5 060	2 166	0,50035
12.....	—	5 307	2 272	0,54017
14.....	—	5 987	2 563	0,57392
16.....	—	6 400	2 740	0,60316
18.....	—	6 788	2 906	0,62897
20.....	—	7 155	3 063	0,65208
25.....	10 576	8 002	3 437	0,70110
30.....	11 574	8 764	3 760	0,74124
35.....	12 495	9 468	4 059	0,77525
40.....	13 339	10 116	4 330	0,80476
45.....	14 150	10 837	4 595	0,83092
50.....	14 906	11 320	4 840	0,85421
60.....	16 331	12 401	5 294	0,89474
70.....	17 602	13 397	5 712	0,92912
80.....	18 799	14 324	6 099	0,95899
90.....	19 922	15 194	6 462	0,98541
100.....	20 983	16 018	6 804	1,00911
120.....	22 949	17 548	7 439	1,05027
140.....	24 755	18 957	8 020	1,08523
160.....	26 431	20 269	8 561	1,11566
180.....	27 999	21 501	9 065	1,14262
200.....	29 479	22 666	9 541	1,16684
250.....	32 873	25 350	10 633	1,21846
300.....	35 927	27 778	11 612	1,26098
350.....	38 720	30 010	12 507	1,29733
400.....	41 310	32 088	13 336	1,32901
450.....	43 733	34 043	14 111	1,35717
500.....	46 018	35 893	14 840	1,38255
600.....	50 243	39 331	16 187	1,42689

E^2 (MeV) ²	$10^6 \beta^2$	$10^6 \varepsilon$	$10^6 \varepsilon'$	$\psi(E^2)$
700.....	54 104	42 497	17 416	1,46484
800.....	57 676	45 441	18 551	1,49811
900.....	61 012	48 216	19 609	1,52779
1 000.....	64 153	50 840	20 603	1,55461
1 100.....	67 124	53 334	21 542	1,57911
1 200.....	69 950	55 720	22 436	1,60172
1 300.....	72 650	58 009	23 286	1,62265
1 400.....	75 235	60 212	24 100	1,64225
1 500.....	77 720	62 339	24 881	1,66061
1 600.....	80 112	64 396	25 632	1,67795
1 800.....	84 658	68 330	27 055	1,70995
2 000.....	88 928	72 050	28 389	1,73900
2 500.....	98 636	80 620	31 410	1,80200
3 000.....	107 279	88 390	34 091	1,85513
3 500.....	115 119	95 530	36 504	1,90133
4 000.....	122 318	102 250	38 739	1,94248
4 500.....	129 026	108 330	40 709	1,97937
5 000.....	135 264	114 400	42 669	2,01352
6 000.....	146 717	125 470	46 145	2,07416
7 000.....	157 050	135 660	49 256	2,12742
8 000.....	166 502	145 160	52 082	2,17519
9 000.....	175 240	154 060	54 662	2,21863
10 000.....	183 366	162 570	57 081	2,25878
12 000.....	198 175	178 360	61 424	2,33100
15 000.....	217 607	199 800	67 039	2,42481
20 000.....	244 827	231 390	74 769	2,55606
25 000.....	267 649	259 350	81 104	2,66714
30 000.....	287 404	284 720	86 470	2,76483
40 000.....	320 561	330 030	95 230	2,93378
50 000.....	347 891	370 200	102 191	3,07924

TABLE II.

Somme F des forces d'oscillateurs et nombre d'élec-
trons efficaces pour différentes couches des atomes de
l'émulsion.

Couche électronique.	F .	Électrons efficaces.
K (2 électrons)	I, Ag, Br, S... 0,645	1,645
L_1 (2 électrons)	I..... 0,42	1,42
	Ag, Br..... 0,46	1,46
	S..... 0,56	1,56
L_2 (6 électrons)	I, Ag..... 0,30	3,90
	Br..... 0,42	4,26
	S..... 1,12	6,36
$L_{tot} = L_1 + L_2$ (8 électrons)	I..... —	5,32
	Ag..... —	5,36
	Br..... —	5,72
	S..... —	7,92

TABLE III.

Classement des niveaux et « seuils » E_P du ralentissement, pour les protons.

Couche.	I_K	Ag_K	Br_K	I_L	Ag_L	S_K	Br_L	I_M	Ag_M	O_K	Br_M	S_L
J_{exp} (KeV).....	33,2	25,5	13,5	5,18	3,79	2,46	1,77	1,08	0,72	0,53	—	—
$J'_{idéal}$ (KeV).....	38,0	29,8	16,4	8,1	6,2	3,35	3,2	2,21	1,58	0,81	0,62	0,55
$\theta = \left(\frac{J}{J'}\right)_K$	0,87	0,83	0,82	—	—	0,75	—	—	—	0,65	—	—
E_P (MeV).....	16,3	12,7	7,0	3,7	2,85	1,45	1,47	1,02	0,73	0,37	0,28	0,25
I (KeV).....	35,2	27,5	15,2	8,1	6,2	3,15	3,2	2,21	1,58	0,81	0,62	0,55

TABLE IV.
Données concernant l'émulsion Ilford C₂.

Élément.	Z _i	a _i	m _i	n _i	n _i Z _i	I _i	log I _i	n _i a _i log I _i	I _i ²
H.....	1	1,008	0,056	0,0555	0,0555	16	1,2041	0,0668	(15,6)
C.....	6	12,010	0,27	0,0225	0,135	75	1,8751	0,2531	(76,4)
N.....	7	14,008	0,067	0,0048	0,0335	81	1,9085	0,0639	(86)
O.....	8	16,000	0,27	0,0168	0,135	99	1,9956	0,2694	(96)
S.....	16	32,066	0,010	0,0003	0,005	180	2,2553	0,0113	(170)
Br.....	35	79,916	1,34	0,0168	0,587	380	2,5798	1,5143	(333)
Ag.....	47	107,88	1,85	0,0171	0,806	490	2,6902	2,1683	(428)
I.....	53	126,92	0,052	0,0004	0,022	530	2,7243	0,0599	(502)
Totaux pour l'émulsion.....				0,1342	1,779			4,4070	

TABLE V.

1° Fonctions empiriques de ralentissement, $p_i(E)$, pour divers éléments (l'unité est 10^{-13} eV, pour 1 atome/cm³ de matière ralentissante, et 1 cm de parcours), pour $E < 0,5$ MeV.

2° Fonction $-\frac{dE^2}{dx}$, déduite des précédentes, pour l'émulsion Ilford C₂ (énergies en mégaelectrons-volts, parcours en microns).

E (MeV).	$p_i(E)$, d'après Warshaw.						$-\frac{dE^2}{dx}$	E (MeV).	$p_i(E)$, d'après Warshaw.						$-\frac{dE^2}{dx}$
	Ag.	Br.	O.	N.	C.	H.			Ag.	Br.	O.	N.	C.	H.	
0,050...	20,0	19,6	14,0	12,9	11,7	—	—	0,300...	23,0	21,5	9,5	8,6	7,7	4,5	$4,98 \cdot 10^{-2}$
0,100...	25,0	24,3	14,6	13,5	12,4	9,4	$2,36 \cdot 10^{-2}$	0,350...	22,0	20,4	8,9	8,0	7,3	3,7	$5,39 \cdot 10^{-2}$
0,150...	25,6	24,8	12,7	11,9	10,6	7,8	$3,27 \cdot 10^{-2}$	0,400...	21,0	19,6	8,4	7,6	6,9	3,1	$5,76 \cdot 10^{-2}$
0,200...	25,6	24,2	11,3	10,5	9,4	6,6	$4,04 \cdot 10^{-2}$	0,450...	20,1	18,8	8,0	7,2	6,6	2,6	$6,12 \cdot 10^{-2}$
0,250...	24,2	22,8	10,2	9,4	8,5	5,5	$4,55 \cdot 10^{-2}$								

TABLE VI.

Variation calculée, suivant l'énergie, des paramètres α et (ab) (Ilford C₂, protons).

Nos.	Couche éliminée.	E _p (MeV).	I ₁ , I ₂ , ... (eV).	$\alpha, \beta, \gamma, \dots$	$\alpha', \beta', \dots$	$10^5(\alpha_\infty - \alpha)$	$10^5[(ab) - (ab)_\infty]$
	néant					0	0
1.....	I _K	16,3	35 200	4,5465	0,00066		
2.....	Ag _K	12,7	27 500	4,4393	0,02813	4	5
3.....	Br _K	7,0	15 200	4,1818	0,02764	191	210
4.....	I _L	3,7	8 100	3,9085	0,00213	374	365
5.....	Ag _K	2,85	6 200	3,7924	0,09166	388	371
6.....	S _K + Br _L	1,47	3 200	3,5051	0,09659	996	649
7.....	I _M	1,02	2 210	3,3384	—	1 634	752
8.....	Ag _M	0,73	1 580	3,2014	—	—	—
9.....	O _K	0,37	810	2,9069	—	—	—

TABLE VII.

Parcours des protons dans l'émulsion Ilford C₂ calculé en fonction du carré de l'énergie.

E ² (MeV) ² .	R (μ).	R' = $\frac{dx}{dE^2}$.	$-\frac{R''}{2}$.	E (MeV).	E ² (MeV) ² .	R (μ).	R' = $\frac{dx}{dE^2}$.	$-\frac{R''}{2}$.	E (MeV).
0,01.....	0,92	42,55	820	0,1	0,04.....	1,84	25,00	120	0,2
0,015.....	1,12	37,04	460	0,1225	0,06.....	2,32	22,32	69	0,2450
0,02.....	1,29	31,65	313	0,1414	0,08.....	2,75	20,49	56	0,2828
0,03.....	1,58	27,47	177	0,1732	0,1.....	3,14	19,05	34,3	0,3162

TABLE VII (suite).

E^2 (MeV) ² .	R (μ).	$R' = \frac{dx}{dE^2}$.	$-\frac{R''}{2}$.	E (MeV).	E^2 (MeV) ² .	R (μ).	$R' = \frac{dx}{dE^2}$.	$-\frac{R''}{2}$.	E (MeV).
0,15.....	4,04	17,09	17,6	0,3873	120.....	644,2	4,61765	2,32	10,954
0,2.....	4,85	15,50	12,1	0,4472	140.....	735,7	4,53204	1,94	11,832
0,25.....	5,60	14,49	8,65	0,5	160.....	825,6	4,45994	1,66	12,649
0,3.....	6,30	13,66	6,60	0,5477	180.....	914,1	4,39699	1,44	13,416
0,4.....	7,61	12,50	4,35	0,6324	200.....	1 001,5	4,34176	1,28.10 ⁻³	14,142
0,5.....	8,82	11,76	3,12	0,7071	250.....	1 215,6	4,22818	9,9.10 ⁻⁴	15,811
0,6.....	9,96	11,17	2,36	0,7746	300.....	1 424,7	4,13866	7,95	17,321
0,7.....	11,06	10,75	1,90	0,8366	350.....	1 629,7	4,06480	6,70	18,708
0,8.....	12,12	10,42	1,57	0,8944	400.....	1 831,4	4,00236	5,70	20
0,9.....	13,14	10,15	1,30	0,9487	450.....	2 030	3,94827	4,95	21,21
					500.....	2 226	3,90065	4,42	22,36
1.....	14,14	9,84116	1,09	1	600.....	2 612	3,81987	3,65	24,49
1,2.....	16,07	9,47535	0,83	1,095	700.....	2 991	3,75302	3,05	26,46
1,4.....	17,94	9,18662	0,67	1,183	800.....	3 363	3,69611	2,62	28,28
1,6.....	19,75	8,95023	0,555	1,265	900.....	3 730	3,64660	2,32	30
1,8.....	21,52	8,75159	0,472	1,342	1 000.....	4 093	3,60283	2,06	31,62
2.....	23,25	8,56626	0,410	1,414	1 100.....	4 451	3,56365	1,84	33,17
2,5.....	27,45	8,22483	0,300	1,584	1 200.....	4 806	3,52813	1,67	34,64
3.....	31,49	7,95102	0,238	1,732	1 300.....	5 156	3,49578	1,54	36,06
3,5.....	35,40	7,73299	0,194	1,871	1 400.....	5 505	3,46597	1,42	37,43
4.....	39,23	7,55350	0,164	2	1 500.....	5 850	3,43843	1,32	38,73
5.....	46,53	7,27114	0,123	2,236	1 600.....	6 192	3,41277	1,23	40
6.....	53,79	7,05542	9,7.10 ⁻²	2,450					
7.....	60,76	6,88250	7,9	2,646	1 800.....	6 870	3,36624	1,09.10 ⁻⁴	42,43
8.....	67,56	6,73923	6,65	2,828	2 000.....	7 539	3,32493	9,7.10 ⁻⁵	44,72
9.....	74,24	6,61279	5,8	3	2 500.....	9 179	3,23824	7,7	50
10.....	80,79	6,50182	5,05	3,162	3 000.....	10 780	3,16807	6,4	54,77
12.....	93,61	6,31904	4,05	3,464	3 500.....	12 356	3,10913	5,35	59,16
14.....	106,09	6,16945	3,28	3,742	4 000.....	13 891	3,05813	4,80	63,24
16.....	118,30	6,04661	2,84	4	4 500.....	15 408	3,01376	4,25	67,08
18.....	130,29	5,94205	2,44	4,243	5 000.....	16 905	2,97345	3,80	70,71
20.....	142,08	5,85138	2,15	4,472	6 000.....	19 843	2,90425	3,15	77,46
25.....	170,86	5,66780	1,62	5	7 000.....	22 720	2,84571	2,72	83,67
30.....	198,83	5,52559	1,29	5,477	8 000.....	25 540	2,79491	2,38	89,44
35.....	226,2	5,41040	1,08.10 ⁻²	5,916	9 000.....	28 310	2,75009	2,12	94,86
40.....	253,0	5,31417	9,05.10 ⁻³	6,325	10 000.....	31 040	2,70971	1,92	100
45.....	279,3	5,23132	7,75	6,708	12 000.....	36 390	2,63969	1,60	109,54
50.....	305,3	5,16019	6,85	7,071	15 000.....	44 170	2,55340	1,29.10 ⁻⁵	122,47
60.....	356,3	5,03834	5,47	7,746	20 000.....	56 650	2,44082	9,90.10 ⁻⁶	141,42
70.....	406,1	4,93922	4,55	8,367	25 000.....	68 620	2,35239	7,95	158,11
80.....	455,1	4,85604	3,85	8,944	30 000.....	80 200	2,27936	6,70	173,20
90.....	503,3	4,78468	3,35	9,487	40 000.....	102 380	2,16259	5,05	200
100.....	550,8	4,72232	2,92	10	50 000.....	123 530	2,07077	4,15	223,60

N. B. — Jusqu'à 0,1 (MeV)² la table est déduite des mesures empiriques de Warchaw. Entre 0,1 (MeV)² et 1 (MeV)² la fonction dE^2/dx a été interpolée. Au dessus de 1 (MeV)² jusqu'à 50.000 (MeV)², la fonction dE^2/dx a été calculée, au dessus de 1 600 (MeV)² il n'y a plus de points expérimentaux $E - R$.

TABLE VIII.

Comparaison des parcours expérimentaux et calculés (protons dans l'émulsion Ilford C₂).

Auteur.	E (MeV).	R_{exp} (μ).	$\Delta R = \Sigma \Delta_i$.	R_{calc} (μ).	Imprécisions expérimentales.			
					$\Delta_1 R$.	$\Delta_2 R$.	$\Delta_3 R$.	$\Delta_4 R$.
N. et R.....	0,2	1,7	0,3	1,84	0,15	—	0,15	—
N. et R.....	0,3	2,85	0,3	2,95	0,15	—	0,15	0,01
N. et R.....	0,5	5,5	0,35	5,60	0,20	—	0,15	0,02
Cüer, J.....	0,5	5,4	0,25	5,60	0,1	—	0,15	0,02

TABLE VIII (suite).

Auteurs. (MeV).	E (MeV).	R _{exp} (μ).	ΔR = ΣΔ _i .	R _{calc} (μ).	Imprécisions expérimentales.			
					Δ _{1R} .	Δ _{2R} .	Δ _{3R} .	Δ _{4R} .
Faraggi.....	0,58	6,1	0,6	6,80	0,15	0,31	0,15	0,02
Faraggi.....	0,91	12,1	0,6	12,40	0,06	0,38	0,15	0,04
Rotblat.....	1	14,1	0,3	14,14	0,07	—	0,15	0,05
Cüer, J.....	1	14,2	0,3	14,14	0,1	—	0,15	0,05
L. F. C.....	1,20	19,3	0,7	18,31	0,04	0,44	0,15	0,06
Rotblat.....	2	39,7	0,5	39,23	0,20	—	0,15	0,13
Cüer, J.....	2	39,1	0,5	39,23	0,20	—	0,15	0,13
Cüer, J.....	3	73,6	0,8	74,24	0,37	—	0,15	0,25
L. F. C.....	3,2	82,7	1,4	82,35	0,20	0,78	0,15	0,27
Cüer, J.....	4	118,0	1,15	118,3	0,6	—	0,15	0,39
Rotblat.....	4	119,3	1,1	118,3	0,55	—	0,15	0,39
L. F. C.....	4,99	171,0	3,2	170,3	2,5	—	0,15	0,57
Cüer, J.....	5	171,9	1,6	170,9	0,85	—	0,15	0,57
Cat. Gib.....	6	232,5	1,9	231,6	1,15	—	—	0,77
Rotblat.....	7	299,9	2,5	300,1	1,5	—	—	1,0
*B. S. B. B.....	7,8	389	4,1	360,5	2,7	1,2	—	1,2
Rotblat.....	9	457,8	3,1	460,0	2,6	—	—	1,5
*L. F. C.....	9,09	482,0	2,6	467,8	1,0	—	—	1,6
Rotblat.....	10	547,5	4,0	550,8	2,2	—	—	1,8
Cat. Gib.....	10	546	4,0	550,8	2,2	—	—	1,8
Pan. Fil.....	11,25	673	3,8	674,6	1,6	—	—	2,2
Rotblat.....	14	981,2	8,3	993,9	5,0	—	—	3,3
Cat. Gib.....	14	993	13	993,9	9,9	—	—	3,3
Cat. Gib.....	16	1254	16	1241	12,4	—	—	4,1
*B. S. B. B.....	16,4	1358	17	1296	8,1	4,4	—	4,3
B. S. B. B.....	17,6	1465	15	1465	4,5	5,2	—	4,9
B. S. B. B.....	22,3	2244	24	2216	8,9	8,0	—	7,2
B. S. B. B.....	25,6	2849	27	2813	7,1	10,0	—	9,5
B. S. B. B.....	28,2	3369	33	3346	10,0	12,0	—	11,2
B. S. B. B.....	33,5	4597	45	4530	13,8	16,0	—	15,3
B. S. B. B.....	39,5	6123	59	6056	18,0	21,0	—	20,4

• Les trois points expérimentaux marqués d'un astérisque sont certainement entachés d'erreurs : ils ne sont pas situés sur la courbe. Pour les références des travaux expérimentaux, voir la bibliographie.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III.

- [1] TSIEN S. T., FARAGGI H., CHASTEL R. et VIGNERON L. — *C. R. Acad. Sc.*, 1946, **223**, 571.
- [2] VIGNERON L. — *Rev. Microscopie*, 1950, **2**, 26.
- [3] BOGAARDT M. et VIGNERON L. — *Fundamental mechanisms of photographic sensitivity. Proceedings of a symposium held at the University of Bristol in march 1950*, Butterworths scientific publications, London, 1951, p. 388.
- [4] BOGAARDT M. et VIGNERON L. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 652.
- [5] VIGNERON L. et BOGAARDT M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 2176.
- [6] VIGNERON L. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 1199.
- [7] VIGNERON L. et BOGAARDT M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 941.
- [8] LATTES C. M. G., FOWLER P. H. et CÜER P. — *Proc. Phys. Soc.*, 1947, **59**, 883.
- [9] ROTBLAT J. — *Nature*, 1950, **165**, 387.
- [10] ROTBLAT J. — *Nature*, 1951, **167**, 550.
- [11] CATALA J. et GIBSON W. M. — *Nature*, 1951, **167**, 551.
- [12] GEIGER. — *Proc. Roy. Soc.*, 1910, **83**, 492 et 505.
- [13] BRADNER H., SMITH F. M., BARKAS W. H. et BISHOP A. S. — *Phys. Rev.*, 1950, **77**, 462.
- [14] BEARDEN J. A. et WATTS H. M. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 73.
- [15] WEBB J. H. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 511.
- [16] CÜER P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1946, **223**, 1121.
- [17] MANO M. G. — *C. R. Acad. Sc.*, 1933, **197**, 319; *Ann. de Physique*, 1934, **11**, 407.
- [18] LIVINGSTON M. S. et BETHE H. A. — *Rev. Mod. Physics*, 1937, **9**, 245.
- [19] NERESON N. et REINES F. — *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **21**, 1934.
- [20] WARSHAW S. D. — *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1759.
- [21] BLACKETT P. M. S. et LEES D. S. — *Proc. Roy. Soc.*, 1932, A **134**, 658.
- [22] BETHE H. A., BROWN L. M. et WALSKE M. C. — *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 413.
- [23] BETHE H. A. — *Ann. Physik*, 1930, **5**, 325.
- [24] BROWN L. M. — *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 297.
- [25] SIEGBAHN. — *Spektroskopie der Roentgenstrahlen*.
- [26] SLATER J. C. — *Phys. Rev.*, 1930, **36**, 57.
- [27] Notice du fabricant Ilford Ltd, août 1948.
- [28] BAKKER C. J. et SEGRÈ E. — *Phys. Rev.*, 1951, **81**, 439.
- [29] FARAGGI H. — *C. R. Acad. Sc.*, 1950, **230**, 1398.
- [30] PANOFKY W. K. H. et FILLMORE F. L. — *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 57 (point moyen de leur série de mesures).
- [31] CÜER P. et JUNG J. J. — *J. Physique Rad.*, 1951, **12**, 52 S; *Science et Ind. Phot.*, 1951, **22**, 401 (lectures sur la courbe publiée).

REMERCIEMENTS

A la fin de ce modeste travail, c'est un devoir pour moi d'exprimer toute ma reconnaissance à M. F. Joliot, Professeur au Collège de France, pour m'avoir accepté dans son laboratoire, pour avoir suivi constamment mon travail avec intérêt, pour le profit que j'ai retiré de son enseignement et de ses conseils, pour les facilités d'étude et de travail qu'il m'a procurées. Je n'oublie pas non plus qu'en 1942, dans des circonstances difficiles, il a su me témoigner sa sympathie et me donner son appui.

M. Tsien San-Tsiang, Professeur à l'Université de Pékin, a dirigé mes premiers essais dans la technique photographique; grâce à lui j'ai été, dès le début, associé à un travail intéressant. J'ai beaucoup profité de son expérience et de ses conseils, ainsi que de ceux de son épouse, M^{me} Ho Zah-Wei.

M. Maarten Bogaardt, actuellement à l'Institut d'Énergie atomique de Kjeller (Norvège) a collaboré avec moi pendant un an, je le remercie de continuer cette collaboration par une correspondance cordiale.

Je remercie mes camarades de laboratoire pour des discussions fructueuses et une atmosphère générale de sympathie, et tout particulièrement parmi eux M. Raymond Chastel, avec qui j'ai souvent travaillé. Je remercie aussi M^{me} Faraggi et M^{lle} G. Albouy pour communication de leurs résultats avant publication.

M^{lle} Ajalbert, collaboratrice technique du C. N. R. S., m'a aidé à effectuer des mesures et à réaliser les opérations de calcul à la machine. Je la remercie pour le soin qu'elle y a apporté et pour l'aide apportée dans la dactylographie de mon texte.

Je n'ai eu qu'à me louer de l'aide que tout le personnel du laboratoire apporte aux travailleurs scientifiques.

DEUXIÈME THÈSE



PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Théorie et emploi des échangeurs d'ions
comme méthode de séparation chimique



Vu et approuvé :

Paris, le 21 mars 1952.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,

A. CHÂTELET.

Vu et permis d'imprimer :

LE RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,

J. SARRAILH.



PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS,

Quai des Grands-Augustins, 55.

143687-53

Dépôt légal, Imprimeur, 1953, n° 875.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS
143687 Quai des Grands-Augustins, 55.
